Цена 1 р. 33 к.



СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
ИМ. СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

МАШИНОСТРОЕНИЕ
1964

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ
имени СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Сборник статей
под редакцией проф. *Л. Н. Дерюгина*

ТРУДЫ ИНСТИТУТА

Выпуск 159



ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
Москва 1964

УДК 621.396.677.029.64.001.1 (061.6) : 621.396.965

Сборник посвящен в основном теории и расчету современных антенн сверхвысоких частот с электрически управляемым лучом и их элементов. Наибольшее внимание уделено антеннам с качанием луча путем изменения рабочей частоты (антенны частотного сканирования) и коммутационным антеннам, качание луча которых осуществляется путем операций включения и выключения излучателей или ветвей фидерного тракта.

Для антенн с частотным сканированием дана теория и рассмотрены их предельные возможности. Установлена связь свойств подобных антенн с характеристиками замедляющих волноводных систем.

Дана теория линейных коммутационных антенн. Показана возможность исключения влияния фазовых ошибок, характерных для коммутационных антенн, на их диаграммы направленности. Развита теория полупроводниковых коммутационных излучающих устройств для подобных антенн.

Сборник предназначен для инженеров и научных работников, работающих в области антенной техники сверхвысоких частот, а также для студентов старших курсов радиотехнических факультетов.

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время в антенной технике большое внимание уделяется вопросам управления лучом неподвижных антенных решеток. Предложено много способов электромеханического и чисто электрического управления лучом, основанных на применении фазовращателей, которые определенным образом включаются в волноводный тракт антенны. В электрических фазовращателях используется зависимость высокочастотных параметров некоторых сред (ферритов, полупроводников, плазмы) от управляющих электрических или магнитных полей.

При осуществлении быстрого сканирования лучом приходится сталкиваться с рядом трудностей, обусловленных введением в антенную систему фазовращателей, вследствие чего возрастают тепловые потери, снижается предельная мощность и искажается распределение поля в раскрыве. Все это приводит к ухудшению характеристик и уменьшению предельных размеров управляемых антенн. Таким образом возникает круг вопросов, связанных с преодолением отмеченных трудностей, улучшением характеристик и изысканием наиболее рациональных путей построения сканирующих антенн. Важное значение приобретает также сравнительный анализ различных способов управления и предельных возможностей антенн.

В настоящий сборник включены работы, посвященные указанным вопросам, выполненные до конца 1961 г. Основное внимание уделено частотному и коммутационному методам управления.

В антеннах частотного сканирования роль фазовращателей выполняют отрезки питающего волновода, набег фазы в которых изменяется при изменении частоты. Элементы управления в волноводный тракт в этом случае не вводятся, а на самой антенне не производятся какие-либо манипуляции. Поэтому частотный метод позволяет наиболее простыми техническими средствами решить задачу быстрого управления лучом. Общие свойства и возможности антенн частотного сканирования рассмотрены в первой статье сборника. В ней установлена связь углочастотной чувствительности антенн с характеристиками питающих волноводов и по-

казано, что эффективность частотного управления зависит в основном от правильного выбора этих волноводов. Последующие четыре статьи посвящены теории и применению ряда конкретных волноводных систем в антеннах с частотным управлением.

При коммутационном методе в качестве элементов управления используются коммутаторы, которые принципиально слабее влияют на параметры волноводной системы антенны, чем последовательно включенные в тракт фазовращатели. В статье, посвященной коммутационному методу, изложены общие особенности и возможности коммутационных антенн. В последующих статьях рассмотрены вопросы нелинейности фазового распределения и фазовых ошибок в раскрыве антенны, связанные с коммутационным методом управления, а также свойства коммутаторов на полупроводниковых диодах. Материал этих статей имеет значение и для других видов сканирующих антенн.

Заключительные статьи сборника посвящены вопросам теории различных антенн сверхвысоких частот и их элементов.

УДК 621.396.677.001 : 621.396.965

Докт. техн. наук *Л. Н. ДЕРЮГИН*
и канд. техн. наук *М. Г. КУЗНЕЦОВ*

ВОПРОСЫ ОБЩЕЙ ТЕОРИИ АНТЕНН ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

В последние годы для быстрого сканирования диаграммой направленности антенн рассматривается метод сканирования, основанный на изменении частоты генератора. При этом методе во избежание электрической перестройки частоты генератора в широком диапазоне, превышающем 10%, необходимо иметь питающие устройства антенн с повышенной по сравнению с обычными волноводами углочастотной чувствительностью порядка 5÷10 *град* поворота диаграммы направленности на 1% изменения частоты, а в некоторых случаях и выше.

Первоначально исследовались ребристые импедансные поверхности и волноводы с импедансными стенками. Было замечено, что режимам с повышенной дисперсией, обеспечивающим высокую углочастотную чувствительность, соответствуют и большие тепловые потери. Эти потери вызывали сильное затухание волн вдоль системы и тем самым ограничивали направленность антенн. Желательно было увеличить также электрическую прочность антенн.

В данной статье приведены некоторые результаты анализа антенн частотного сканирования и изложены основные принципы их расчета.

1. УГЛЫ ИЗЛУЧЕНИЯ. УРАВНЕНИЕ УГЛОЧАСТОТНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

При эквидистантном расположении излучателей с периодом T вдоль прямолинейной замедляющей системы (фиг. 1) угол излучения определяется формулой

$$\sin\varphi = \frac{\Psi - 2\pi n}{kT}, \tag{1}$$

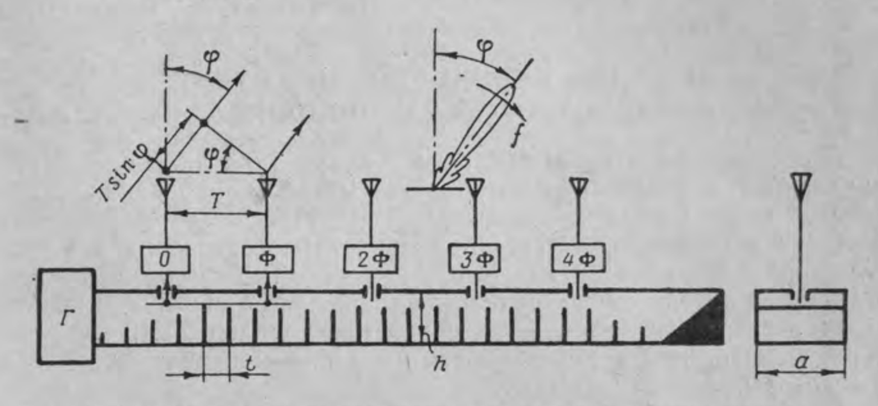
где φ — угол между направлением главного максимума диаграммы направленности и нормалью к замедляющей системе (за положительное значение угла φ принято направление в сторону от генератора); $n=0, \pm 1, \pm 2$ — номер луча;

$k=\frac{2\pi}{\lambda}$ — постоянная распространения в свободном пространстве;

λ — длина волны генератора в свободном пространстве;
Ψ — разность фаз соседних излучателей:

$$\Psi = kT\gamma + \Phi; \tag{2}$$

kT — электрический период излучателей;
γ — фазовое замедление волны в системе;
Φ — фазовый сдвиг, обусловленный включением дополнительных фазовращателей (Φ будем считать не зависящим от частоты).



Фиг. 1. Общий вид периодической замедляющей системы антенны.

С увеличением частоты f вследствие зависимости Ψ и kT от f угол излучения изменяется, и луч движется в сторону от генератора.

Уравнение углочастотной чувствительности имеет вид

$$\frac{d\varphi}{\left(\frac{df}{f}\right)} = \frac{1}{\cos\varphi}(\gamma_{\text{гр}} - \sin\varphi), \tag{3}$$

где $\gamma_{\text{гр}} = \frac{c}{v_{\text{гр}}}$ — групповое замедление волны, распространяющейся в системе;
$v_{\text{гр}}$ — групповая скорость;
c — скорость света.

В этом соотношении углочастотная чувствительность выражена в безразмерных единицах [радиан/относительное изменение частоты]. Углочастотная чувствительность определяется групповым замедлением и углом излучения. При излучении по нормали углочастотная чувствительность численно совпадает с $\gamma_{\text{гр}}$. Для перевода углочастотной чувствительности из безразмерных единиц в единицы [градус/процент изменения частоты] ее необходимо умножить на коэффициент 0,573.

Уравнение (3) получено дифференцированием равенства (1) по частоте с учетом выражения (2).

2. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ГРУППОВОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ ВОЛНЫ

Как известно, фазовая и групповая скорости связаны дифференциальной формулой

$$v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk_0},$$

где $k_0 = k\gamma$ — постоянная распространения волны в системе;
ω — круговая частота.

Из этой формулы можно получить следующее выражение для группового замедления:

$$\gamma_{\text{гр}} = \gamma + \frac{d\gamma}{\left(\frac{df}{f}\right)}. \tag{4}$$

Согласно выражению (4) групповое замедление равно алгебраической сумме фазового замедления γ и его частотной производной $f\frac{d\gamma}{df}$, характеризующей дисперсию. Кроме того, групповая скорость связана с проходящей вдоль системы мощностью P и погонной накопленной электромагнитной энергией W. При этом $P = W v_{\text{гр}}$. Для группового замедления имеем

$$\gamma_{\text{гр}} = \frac{cW}{P}. \tag{5}$$

Из формул (4) и (5) можно определить групповое замедление и затем из уравнения (3) углочастотную чувствительность, зная дисперсионную кривую $\gamma(f)$ или энергетические характеристики системы. Как видно, повышение углочастотной чувствительности антенны требует использования систем с высоким групповым замедлением, или с увеличенным отношением погонной электромагнитной энергии к проходящей мощности. Это может быть достигнуто, например, уменьшением апертур связи соседних ячеек по сравнению с их полным поперечным сечением.

3. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ

Существует принципиальная связь между предельной мощностью и углочастотной чувствительностью антенны. С ростом углочастотной чувствительности предельная мощность всегда падает.

Действительно, из соотношений (5) и (3) имеем

$$P_{\text{пр}} = W_{\text{пр}} v_{\text{гр}} = \frac{cW_{\text{пр}}}{\gamma_{\text{гр}}}. \tag{6}$$

Предельное значение погонной электромагнитной энергии замедляющей системы $W_{\text{пр}}$ лимитируется эффективным поперечником системы и электрической прочностью. При заданной угло-

частотной чувствительности увеличение предельной мощности для любого типа системы может быть достигнуто лишь путем увеличения $W_{пр}$. Последняя примерно равна удвоенной предельной электрической энергии:

$$W_{пр} \approx 2W_{eпр} = 2\left[\frac{1}{t}\int\limits_V \frac{\varepsilon_0 \dot{E}\dot{E}^*}{4}\,dV\right] = \frac{\varepsilon_0 E^2_{пр}}{2}\;\frac{S_{эф}}{q}, \qquad (7)$$

где t — период структуры;

V — объем ячеек;

$S_{эф} = \frac{V}{t}$ — эффективный поперечник замедляющей системы;

q — коэффициент неравномерности распределения электрической энергии по рабочему объему системы:

$$q = \frac{E^2_{max}\,V}{\int\limits_V \dot{E}\,\dot{E}^*\,dV}; \qquad (8)$$

$E_{пр}$ — предельно допустимая для заданных давления и влажности напряженность электрического поля;

E_{max} — максимальная напряженность электрического поля в ячейке;

$\dot{E}$ — комплексные амплитуды электрического поля;

ε_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха.

Для увеличения $P_{пр}$ при заданной углочастотной чувствительности и $E_{пр}$ необходимо увеличивать поперечник системы $S_{эф}$ и уменьшать коэффициент неравномерности q. На величину q влияют локальные концентрации поля и его общая структура в ячейках.

4. ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ

Вследствие потерь в стенках распространяющаяся в системе волна имеет коэффициент затухания $\alpha = P_{пот}/2P$ ($P_{пот}$ — мощность потерь на единице длины системы). Если проходящую мощность P выразить как $P = W v_{гр}$, то для затухания можно получить

$$\alpha\lambda = \frac{\pi}{Q}\,\gamma_{гр}, \qquad (9)$$

где Q — добротность замедляющей системы:

$$Q = \frac{\omega W}{P_{пот}} = \frac{2}{\delta}\;\frac{\int\limits_V \dot{H}\,\dot{H}^*\,dV}{\int\limits_S \dot{H}\,\dot{H}^*\,dS}; \qquad (10)$$

δ — глубина проникновения поля в металл;

$\dot{H}$ — комплексные амплитуды магнитного поля;

V — объем ячейки;

S — боковая поверхность ячейки.

Добротность по порядку величины определяется отношением среднего геометрического размера отдельной ячейки системы $h_{ср}$ к глубине проникновения поля:

$$Q \simeq \frac{V}{S\delta} = \frac{1}{6}\;\frac{h_{ср}}{\delta},$$

где

$$h_{ср} = \frac{6V}{\delta}. \qquad (11)$$

Для систем с периодом структуры t добротность не превышает значений

$$Q_{max} = \frac{t}{\delta}. \qquad (12)$$

Задавшись величинами λ, $\gamma_{гр}$ и $t = T/m$ (m — число ячеек системы между соседними излучателями), по формуле (9) можно определить предельно малые погонные потери для разного числа ячеек системы m. В реальных конструкциях

$$Q \simeq 0{,}3 Q_{max} = 0{,}3\,\frac{t}{\delta}, \qquad (13)$$

что дает возможность оценить реальные ожидаемые потери.

Приведенные выше соотношения позволяют сделать следующие выводы относительно потерь в замедляющих системах антенн частотного сканирования.

1. Поскольку и затухание, и углочастотная чувствительность пропорциональны групповому замедлению, то увеличение углочастотной чувствительности всегда сопровождается ростом потерь.

2. Не существует оптимума с точки зрения потерь в соотношении между фазовым замедлением и дисперсией, так как углочастотная чувствительность и потери зависят не от фазового замедления и частотной дисперсии в отдельности, а от их алгебраической суммы, образующей групповое замедление волны. (Это справедливо и в отношении предельной мощности.)

3. Для снижения потерь при заданной углочастотной чувствительности достаточно обеспечить высокое значение добротности замедляющей системы. Таким образом, добротность является важным параметром замедляющих систем, характеризующим потери, отнесенные к углочастотной чувствительности.

4. Добротность замедляющей системы совпадает с добротностью ее отдельных ячеек — резонаторов. При заданной проводимости металлических стенок для увеличения добротности тре-

буются крупногабаритные ячейки, обладающие возможно большим отношением рабочего объема к боковой поверхности. В меньшей мере на добротность влияет структура поля в ячейках, которую следует стремиться приблизить к структуре плоских ТЕМ волн.

Рассмотрим теперь возможности укрупнения ячеек в периодических системах антенн. В целом эти возможности ограничены. Так, ширина антенных линеек (см. фиг. 1), входящих в антенное полотно, не может превышать минимальную длину волны генератора ($a<\lambda_{min}$). В противном случае поперечная диаграмма направленности антенного полотна перестанет быть однолучевой. Это же требование необходимо удовлетворить и для того, чтобы в антенной линейке распространялся лишь один, низший тип волны. Если среднюю длину волны генератора обозначить λ, то практически можно считать

$$a \lesssim (0{,}8 \div 0{,}9)\lambda. \qquad (14)$$

Этим неравенством ограничен один поперечный размер ячеек.

Продольный размер ячеек ограничен периодом структуры t. В свою очередь период структуры ограничен расстоянием между излучателями T, которое при сканировании лучом антенны в широком секторе $\pm 90°$, как известно, не должно превышать $0{,}5\lambda$. Отсюда имеем условие

$$t \leqslant \frac{\lambda}{2m}, \qquad (15)$$

где $m=\frac{T}{t}$ — число ячеек системы между соседними излучателями.

Практически необходимо учесть еще и конечную толщину перегородок между ячейками, которую желательно иметь меньшей.

Второй поперечный размер — высота ячеек h — ограничен из соображений компактности и легкости конструкции. Однако заметное возрастание добротности с увеличением размера h наблюдается до значений

$$h \lesssim (3 \div 4)\,t. \qquad (16)$$

Дальнейшее увеличение h приводит к примерно пропорциональному увеличению объема и боковой поверхности ячеек и добротность сохраняется примерно той же.

Отмеченные выше ограничения размеров ячеек при излучении из каждой ячейки ($m=1$) не приводят еще к чрезмерному снижению добротности. При этих ограничениях, например, можно иметь в трехсантиметровом диапазоне добротность $Q\approx 7\div 8$ тыс. При углочастотной чувствительности ≈ 9 *град/процент* такая добротность обусловливает погонное затухание вдоль системы $\alpha \lesssim 1{,}5\div 2$ *дб/м*, что позволяет получить минимальную ширину

луча $\beta_{min}\approx 1°$ при к. п. д. антенны $\eta \geqslant 0{,}7$. С переходом в более длинноволновые диапазоны Q растет, как $\lambda^{-\frac{1}{2}}$, α снижается, как $\lambda^{\frac{3}{2}}$ и β_{min} уменьшается, как $\lambda^{-\frac{1}{2}}$. Затухание и минимальную ширину луча примерно пропорционально можно уменьшить за счет снижения углочастотной чувствительности. Таким образом, при излучении из каждой ячейки $\left(m=1 \text{ и } t=T=\frac{\lambda}{2}\right)$ характеристики антенны во всех частотных диапазонах от метрового до сантиметрового включительно остаются хорошими.

Если же между соседними излучателями включены две, три или четыре ячейки системы* ($m=2$, 3, 4), по-прежнему $T\leqslant 0{,}5\lambda$, то период структуры t уменьшается $\left(t=\frac{\lambda}{4};\ \frac{\lambda}{6};\ \frac{\lambda}{8}\right)$, и добротность ячейки существенно снижается. Следовательно, необходимо стремиться к конструкциям, в которых число ячеек системы в пространственном периоде излучателей было бы минимальным:

$$m \leqslant 2. \qquad (17)$$

Желательно иметь $m=1$, чтобы наиболее полно использовать интервал между излучателями $T\leqslant 0{,}5\lambda$ под продольные габариты ячеек.

Однако на выбор числа ячеек системы между излучателями влияют также особенности излучения и условия прозрачности периодических систем.

6. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ СЕКТОРОВ ПРОЗРАЧНОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Замедляющие системы антенн частотного сканирования обладают рядом специфических свойств, влияющих на излучение. Все эти системы обладают фильтрующими свойствами, и по этому признаку их можно классифицировать как фильтры нижних, верхних частот и полосовые фильтры. Частотным полосам прозрачности этих систем соответствуют угловые секторы прозрачности. Ширина и ориентация этих секторов зависят от типа системы, от особенностей излучателей и от числа ячеек системы между излучателями. Рабочий сектор может располагаться лишь в пределах сектора прозрачности системы.

---

* Допустимы лишь целые значения m. При некратных периодах T и t рабочий луч распадается на веер лучей, обусловленных разными пространственными гармониками волны в системе. В некоторых особых случаях возможны полуцелые значения m.

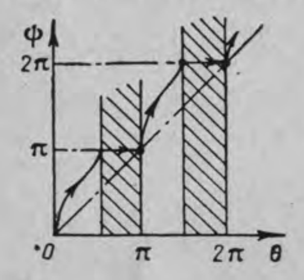
Для определения ширины и ориентации угловых секторов прозрачности удобно воспользоваться преобразованной формой уравнения (1):

$$\sin\varphi = \frac{\psi - \psi_{0n}}{kt}, \quad (18)$$

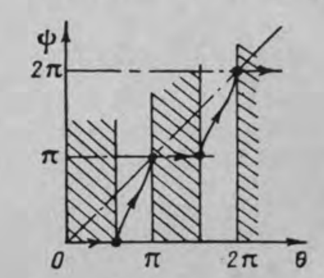
где kt — электрический период структуры, вычисленный по постоянной распространения в свободном пространстве;
ψ — фазовый сдвиг волны, приходящийся на одну ячейку;
ψ_{0n} — фазовый сдвиг на ячейку в режиме излучения по нормали:

$$\psi_{0n} = \frac{2\pi}{m}\left(n - \frac{\Phi}{2\pi}\right). \quad (19)$$

Формулы (18) и (19) можно получить из выражений (1) и (2) с учетом того, что в периодических системах $kT\gamma = m\psi$, $\psi = kt\gamma$,



Фиг. 2. Типичная дисперсионная характеристика периодической волноводной системы, замедляющей фазовую скорость.

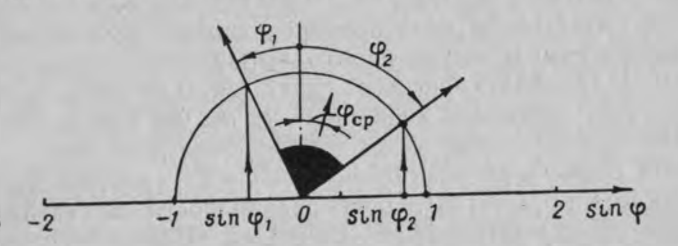


Фиг. 3. Типичная дисперсионная характеристика периодической волноводной системы, ускоряющей фазовую скорость.

где γ — фазовое замедление основной пространственной гармоники волны. При увеличении частоты фазовый сдвиг на ячейку, как известно, возрастает.

Типичный вид дисперсионных характеристик периодической волноводной системы, замедляющей либо ускоряющей фазовую скорость, приведен на фиг. 2 и 3 *. По горизонтали отложен электрический период структуры $\theta = k_{в}t$, вычисленный по постоянной распространения в регуляторном волноводе $k_{в} = \frac{2\pi}{\lambda_{в}}$, на основе которого выполнена данная периодическая система. При прохождении фазовым сдвигом на ячейку значений $\psi = 0$; π; 2π; 3π и т. д. на дисперсионной кривой $\psi(\theta)$ возникают горизонтальные участки, которым соответствуют частотные полосы запирания периодической системы. Полосам прозрачности соответствуют интервалы изменений $\psi = 0 \div \pi$; $\pi \div 2\pi$ и т. д.

Согласно формуле (18) этим интервалам соответствуют угловые секторы, которые выше названы угловыми секторами прозрачности системы. Левая и правая границы этих секторов (углы φ_1 и φ_2) определяются подстановкой в формулу (18) значений $\psi = 0$ и $\psi = \pi$ либо $\psi = 2\pi$ и $\psi = 3\pi$ и т. д. Угол излучения $\varphi_{ср}$, соответствующий центру сектора прозрачности, определится подстановкой в (18)



Фиг. 4. Схема графического определения граничных углов излучения антенны.

значений $\psi = \pi/2$ для первой частотной полосы прозрачности, $\psi = \frac{3}{2}\pi$ для второй частотной полосы прозрачности и т. д. Например, для первой частотной полосы прозрачности, в которой ψ изменяется в пределах $0-\pi$, центр сектора прозрачности определяется из соотношения

$$\sin\varphi_{ср} = \frac{0{,}5\pi - \psi_{0n}}{(kt)_{ср}}, \quad (20)$$

где $(kt)_{ср}$ — электрический период структуры на частоте, соответствующей центру сектора прозрачности.

Левая и правая границы сектора прозрачности определяются из формул

$$\sin\varphi_1 = -\frac{\psi_{0n}}{(kt)_{min}}, \quad (21)$$

$$\sin\varphi_2 = \frac{\pi - \psi_{0n}}{(kt)_{max}}, \quad (22)$$

где $(kt)_{min}$ и $(kt)_{max}$ — электрический период структуры на нижней и верхней граничных частотах полосы прозрачности.

Возможна графическая интерпретация этих соотношений. На фиг. 4 около начала числовой оси проведена полуокружность единичного радиуса. По горизонтальной оси отложены значения $\sin\varphi$, вычисленные по формулам (18)—(22). Если эти значения

* Имеется в виду, что расстояния между неоднородностями соизмеримы или превышают длину волны в волноводе и что параметры неоднородностей слабо зависят от частоты. В самом общем случае полосы прозрачности на фиг. 2 и 3 могут быть изрезаны дополнительными полосами прозрачности и запирания, которые связаны с частотной зависимостью эквивалентных параметров неоднородностей и с наличием у них нескольких собственных резонансных частот.

попадают в пределы круга, то им соответствуют действительные углы излучения φ. Эти углы можно найти следующим образом: от точки на горизонтальном диаметре восстановить перпендикуляр до пересечения с окружностью и точку пересечения соединить с центром. Если найденные значения $\sin\varphi$ выходят за пределы ± 1, то им соответствуют мнимые углы излучения. Вдоль цепочки излучателей при этом движется поверхностная волна с фазовым замедлением, равным $\sin\varphi>1$ или $\sin\zeta<-1$.

Сектор прозрачности системы может быть построен по этому же правилу. Соотношения (21), (22) и (20) определяют левую и правую границы и центр сектора прозрачности (на фиг. 4 этот сектор зачернен).

Для того чтобы центр сектора прозрачности был ориентирован по заданному направлению, необходимо в соответствии с выражением (20) подобрать фазовый сдвиг φ_{0n}. Для этого необходимо выбрать соответствующие величины m, n, Φ, входящие в формулу (19).

Ширина сектора прозрачности на фиг. 4 характеризуется длиной отрезка $|\sin\varphi_1-\sin\varphi_2|$. Для прозрачности в секторе углов $\pm 90°$ необходимо иметь $|\sin\varphi_1-\sin\varphi_2|\geqslant 2$. В ряде случаев можно считать $(kt)_{\min}\simeq(kt)_{\max}\simeq kt$. Тогда из соотношений (21) и (22) имеем

$$|\sin\varphi_1-\sin\varphi_2|\simeq\frac{\pi}{kt}. \qquad (23)$$

При условии, что $T=0{,}5\lambda$ и $kt=\frac{kT}{m}=\frac{\pi}{m}$, имеем

$$|\sin\varphi_1-\sin\varphi_2|=m. \qquad (24)$$

Таким образом, ширина сектора прозрачности обратно пропорциональна электрическому периоду структуры или прямо пропорциональна числу ячеек между излучателями. Это приходится учитывать при выборе минимального числа ячеек системы между излучателями $m=kT/kt$. Если выбрана одна ячейка $m=1$, то в соответствии с формулой (23) для расширения сектора прозрачности иногда необходимо несколько уменьшить период излучателей T по сравнению с $0{,}5\lambda$.

Из приведенных соотношений можно сделать следующие выводы относительно угловых секторов прозрачности.

1. При отсутствии дополнительных фазовых сдвигов в цепях питания излучателей ($\Phi=0$) ширина и ориентация сектора прозрачности периодических систем полностью определяются выбранным числом ячеек системы между излучателями. При $m=1$ и $T=0{,}5\lambda$ сектор прозрачности систем типа полосовых фильтров располагается на углах излучения $\varphi=0\div 90°$, если ψ лежат в пределах I—II, V—VI, IX—X и т. д. четвертей, и $\varphi=-90°\div 0$, если ψ лежит в пределах III—IV, VII—VIII и т. д. четвертей. Центры сектора

прозрачности лежат на направлениях $\varphi=+30°$ и $\varphi=-30°$ соответственно.

При $m=2$ и $T=0{,}5\lambda$ сектор прозрачности составлен из двух полусекторов $0\div 90°$ и $-90°\div 0$. Однако излучению в окрестности нормали здесь соответствует запирание системы. Центр сектора прозрачности располагается на скользящих углах излучения $\varphi=\pm 90°$. Сканирование в секторе, симметричном относительно нормали, как и при $m=1$, невозможно.

При $m=3$ и $T=0{,}5\lambda$ сектор прозрачности составляет $\pm 90°$, и возможно сканирование в секторе, симметричном относительно нормали. Однако центр сектора прозрачности располагается на углах излучения $-30°$ и $+30°$ для систем с прямой и обратной дисперсией фазовой скорости. Лишь при $m=4$ сектор прозрачности составляет $\pm 90°$ и центр его совпадает с нормалью к антенне.

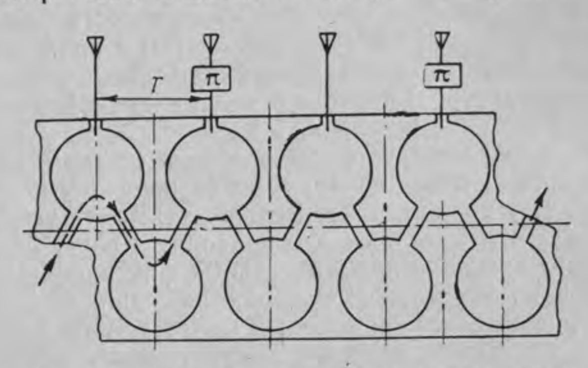
Таким образом, выбор того или иного сектора прозрачности системы ограничен. В тех случаях, когда необходимо сканировать в секторе, симметричном относительно нормали, требуются 3—4 ячейки между излучателями, что приводит к росту потерь.

2. При использовании дополнительных фиксированных фазовых сдвигов перед излучателями включаются дополнительные фазовращатели, фазовые сдвиги которых нарастают на один и тот же угол Φ при переходе к каждому последующему излучателю (см. фиг. 1). Таким способом достигается дополнительный наклон картины фазового распределения вдоль цепочки излучателей. Подбирая разность фазовых сдвигов соседних фазовращателей Φ, можно сместить сектор прозрачности системы с исходных действительных или мнимых углов на нужные действительные направления. Фиксированные фазовращатели могут быть выполнены, например, в виде отрезков линии разной длины. Особенно просто реализовать дополнительные фазовые сдвиги $\Phi=\pi$ и $\Phi=\pm\pi/2$. Фазовый сдвиг $\Phi=\pi$ можно получить, например, применив излучающие щели с знакочередующимися углами наклона по отношению к возбуждающим эти щели линиям тока на боковой поверхности ячеек. Фазовые сдвиги $\Phi=\pm\pi/2$ можно получить, если соседние излучатели возбуждать квадратурно сдвинутыми во времени компонентами поля, одновременно существующими в большинстве замедляющих систем. При использовании прямоугольных волноводов с волной H_{10} и замедляющих систем, выполненных на их основе, фазовые сдвиги $\Phi=\pm\pi/2$ можно получить возбуждением излучающих щелей попеременно то продольными, то поперечными токами, текущими на стенках волновода. Таким образом, для создания фазовых сдвигов $\Phi=\pi$ и $\Phi=\pm\pi/2$ специальные фазовращатели не требуются.

Фазовые сдвиги $\Phi=\pi$ и $\Phi=\pm\pi/2$ значительно расширяют выбор возможных расположений сектора прозрачности системы. Так, при $m=1$, $T=0{,}5\lambda$ и при использовании полос прозрачности, в которых ψ находится в пределах I—II; V—VI и т. д. четвертей, до-

полнительный фазовый сдвиг $\Phi=-\pi/2$ позволяет сместить сектор прозрачности системы на углы $\varphi=\pm 30°$. Центр сектора прозрачности при этом ориентирован по нормали к антенне. При использовании полос прозрачности, в которых ψ находится в пределах III—IV, VII—IV, VII—VIII и т. д. четвертей, к такому же расположению сектора прозрачности при $m=1$ приводит дополнительный сдвиг $\Phi=+\pi/2$.

Использование фазового сдвига $\Phi=\pi$ и $T=0{,}5\lambda$ при двух ячейках системы между излучателями ($m=2$) позволяет иметь сектор прозрачности $\varphi=\pm 90°$ с центром сектора на нормали.



Фиг. 5. Конструкция волноводной системы с двухъярусным расположением ячеек.

3. Возможна дополнительная модификация замедляющих систем, приводящая к расширению и смещению углового сектора прозрачности. Эта модификация заключается в двухъярусном расположении ячеек системы.

При двухъярусном расположении ячеек (фиг. 5) система имеет два ряда полостей, которые смещены вдоль системы на $0{,}5T$, где T — период структуры в одном ряду. Соседние ячейки, находящиеся в одном ряду, одна с другой прямо не связаны. Их связь осуществляется через ячейки другого ряда. Элементами связи являются волноводные каналы с достаточным для ослабления высших типов волн отношением длины к ширине. Случаю излучения из каждой ячейки верхнего ряда $T\approx 0{,}5\lambda$ здесь соответствуют две ячейки между излучателями $m=2$. Если применить при этом переменнофазное питание соседних излучателей (дополнительный фазовый сдвиг $\Phi=\pi$), то образуется сектор прозрачности $\varphi=\pm 90°$ с центром, ориентированным по нормали. Продольный размер ячейки здесь близок к $T\approx\lambda/2$, что соответствует случаю $m=1$ в системах с обычным одноярусным расположением ячеек. Анализ систем такого типа приведен в [2].

При строгом рассмотрении двухъярусных систем их сектор прозрачности при $T=0{,}5\lambda$ состоит из двух секторов $-90°\div 0$ и $0\div 90°$, вплотную примыкающих один к другому при $\varphi=0$ и соответствующих двум соседним полосам прозрачности системы с $m=1$. Центры этих секторов лежат на направлениях $-30°$ и $+30°$, а излучению по нормали соответствует вырожденная точка запирания, которая занимает узкий интервал частот и связана с наличием высших типов волн в соединительных волноводных каналах. Это запирание проявляется так же, как эффект нормали, связанный с отражениями от самих излучателей.

В заключение отметим, что для равномерности параметров антенны при изменении частоты сектор сканирования желательно разместить в центральной части сектора прозрачности системы. Поэтому при проектировании необходимо ориентировать сектор прозрачности так, чтобы его центр совпал с центром сектора сканирования и ширина сектора прозрачности несколько превышала ширину сектора сканирования.

Если снижение потерь в замедляющей системе не является первостепенным требованием (например, при коротких антеннах), но требуется иметь широкий сектор сканирования, то могут быть применены системы с четырьмя ячейками между излучателями обычной одноярусной конструкции (см. фиг. 1) без дополнительных фазовых сдвигов. Их преимуществом является сравнительно высокая равномерность характеристик антенны при сканировании лучом в полном секторе углов $\pm 90°$.

ЛИТЕРАТУРА

Ардабьевский А. И., Бахрах Л. Д., Дерюгин Л. Н., Способ электрического качания луча с использованием дисперсионных структур, Авторское свидетельство № 110610 от 5 октября 1956 г.

Кузнецов М. Г., Применение и расчет замедляющих систем с двухъярусным расположением ячеек в антеннах с частотным сканированием, Настоящий сборник.

Байстром, Хилл, Меттер, Антенны с частотным качанием луча, «Зарубежная радиоэлектроника», 1958, № 8.

УДК 621.372.822.2.001.2 : 621.396.965

Канд. техн. наук *А. И. АРДАБЬЕВСКИЙ*

ПРИМЕНЕНИЕ РЕГУЛЯРНЫХ ВОЛНОВОДОВ В АНТЕННАХ С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

В антеннах с частотным сканированием качание луча осуществляется изменением электрического расстояния между излучателями, возбуждаемыми бегущей волной, при изменении частоты генератора [1], [2]. При использовании замедляющих систем типа ребристых поверхностей, змейковых волноводов или волноводных спиралей можно получить высокую углочастотную чувствительность антенн. Однако значительные потери в замедляющей системе с высокой углочастотной чувствительностью не позволяют создать антенну с большим к. п. д. и узкой диаграммой направленности. Замедляющие системы, названные выше, сложны в изготовлении, что также ограничивает возможности их применения.

В то же время стандартные волноводы обладают сравнительно малыми потерями, выполняются с высокой степенью точности, технология их изготовления проста и хорошо освоена. Поэтому целесообразно рассмотреть антенны с частотным сканированием, в которых для качания луча использованы стандартные волноводы. Это рассмотрение будет проведено для стандартного прямоугольного волновода с волной типа H_{10}.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА

Основные характеристики прямоугольного волновода с волной типа H_{10} определяются в практической системе единиц следующими соотношениями.

Замедление фазовой скорости

$$\gamma = \frac{c}{v_\text{ф}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \qquad (1)$$

где c — скорость света;
$v_\text{ф}$ — фазовая скорость волны в волноводе;
λ — длина волны генератора;
a — размер поперечного сечения в плоскости H.

Максимальная пропускаемая мощность

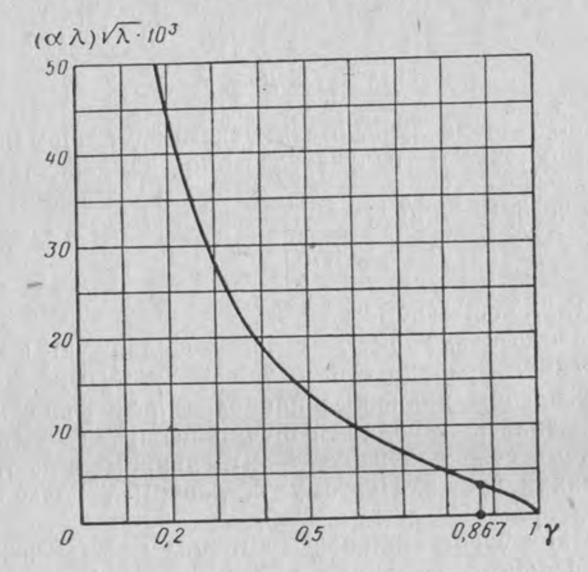
$$P_{\max} = \frac{ab}{480\pi}\,\gamma E_{\max}^2 \ \textit{вт}, \qquad (2)$$

где b — размер поперечного сечения в плоскости E;
$E_{\max}$ — предельная напряженность поля.

Постоянная затухания

$$\alpha = \frac{R_s}{120\pi b\gamma}\left[1 + \frac{2b}{a}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right] \ \textit{неп/м}, \qquad (3)$$

где R_s — удельное поверхностное сопротивление.



Фиг. 1. Зависимость нормированного затухания в волноводе от величины замедления.

Затухание на длину волны в децибелах определяется следующим выражением (в левой части для удобства пользования по диапазонам введен $\sqrt{\lambda}$):

$$\alpha\lambda\sqrt{\lambda} = 173\,\frac{k_1}{120\pi}\left[\frac{a}{b} + 2(1-\gamma^2)\right]\frac{\sqrt{1-\gamma^2}}{\gamma}\ \textit{дб} \cdot \textit{см}^{\frac{1}{2}}, \qquad (4)$$

где λ в *см*;

$$k_1 = \sqrt{\frac{\pi c \mu}{\sigma}};$$

μ — магнитная проницаемость стенок волновода;
σ — удельная проводимость стенок волновода.

Для стандартного медного волновода с соотношением размеров поперечного сечения $a/b=2{,}3$ и проводимостью стенок $\sigma=5{,}8\cdot10^7$ *1/ом·м* соотношение (4) примет следующий вид:

$$\alpha\lambda\sqrt{\lambda}=4{,}76\cdot10^{-3}\left[1+0{,}87\,(1-\gamma^2)\,\frac{\sqrt{1-\gamma^2}}{\gamma}\right]\text{дб}\cdot\text{см}^{\frac{1}{2}}. \qquad (5)$$

На фиг. 1 приведен график зависимости $\alpha\lambda\sqrt{\lambda}$ от величины замедления, построенной по формуле (5).

2. ВОЗМОЖНОСТИ КАЧАНИЯ ЛУЧА

Направление излучения линейной решетки излучателей, возбуждаемых волной, бегущей вдоль линейки, определяется уравнением

$$\sin\varphi=\gamma-p\,\frac{\lambda}{T}, \qquad (6)$$

где φ — угол наклона луча, отсчитываемый от нормали к линии расположения излучателей по направлению бегущей волны;

T — период решетки;

$$p=n+\frac{\Delta\psi}{2\pi};$$

$n=0,\ 1,\ 2,\ 3\ldots$ — номер луча;

$\Delta\psi$ — дополнительный фиксированный сдвиг по фазе между соседними излучателями, одинаковый по длине антенны.

В прямоугольном волноводе наиболее просто получить $\Delta\psi=0$ (синфазно связанные с волной излучатели) и $\Delta\psi=\pi$ (переменно-фазно связанные с волной излучатели), например, соответствующим прорезанием щелей. Поэтому остановимся только на этих двух случаях.

Углочастотная чувствительность антенны не зависит от величины фиксированного фазового сдвига и периода излучателей. Она определяется только дисперсионными свойствами системы, величиной замедления и углом наклона луча. Из формулы (6) следует, что углочастотная чувствительность определяется соотношением

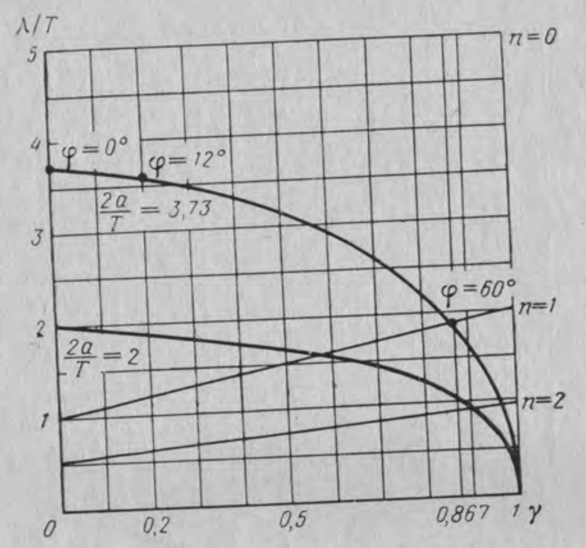
$$A=\frac{\frac{d\varphi}{d\lambda}}{\frac{d\lambda}{\lambda}}=\frac{\frac{\frac{d\gamma}{d\lambda}-\gamma+\sin\varphi}{\lambda}}{\cos\varphi}, \qquad (7)$$

которое в нашем случае с учетом формулы (1) примет вид

$$A=\frac{\sin\varphi-\gamma-\sqrt{\frac{1}{\gamma^2}-1}}{\cos\varphi}. \qquad (8)$$

Из приведенных выражений также следует, что углочастотная чувствительность всегда выше в области отрицательных значений угла φ.

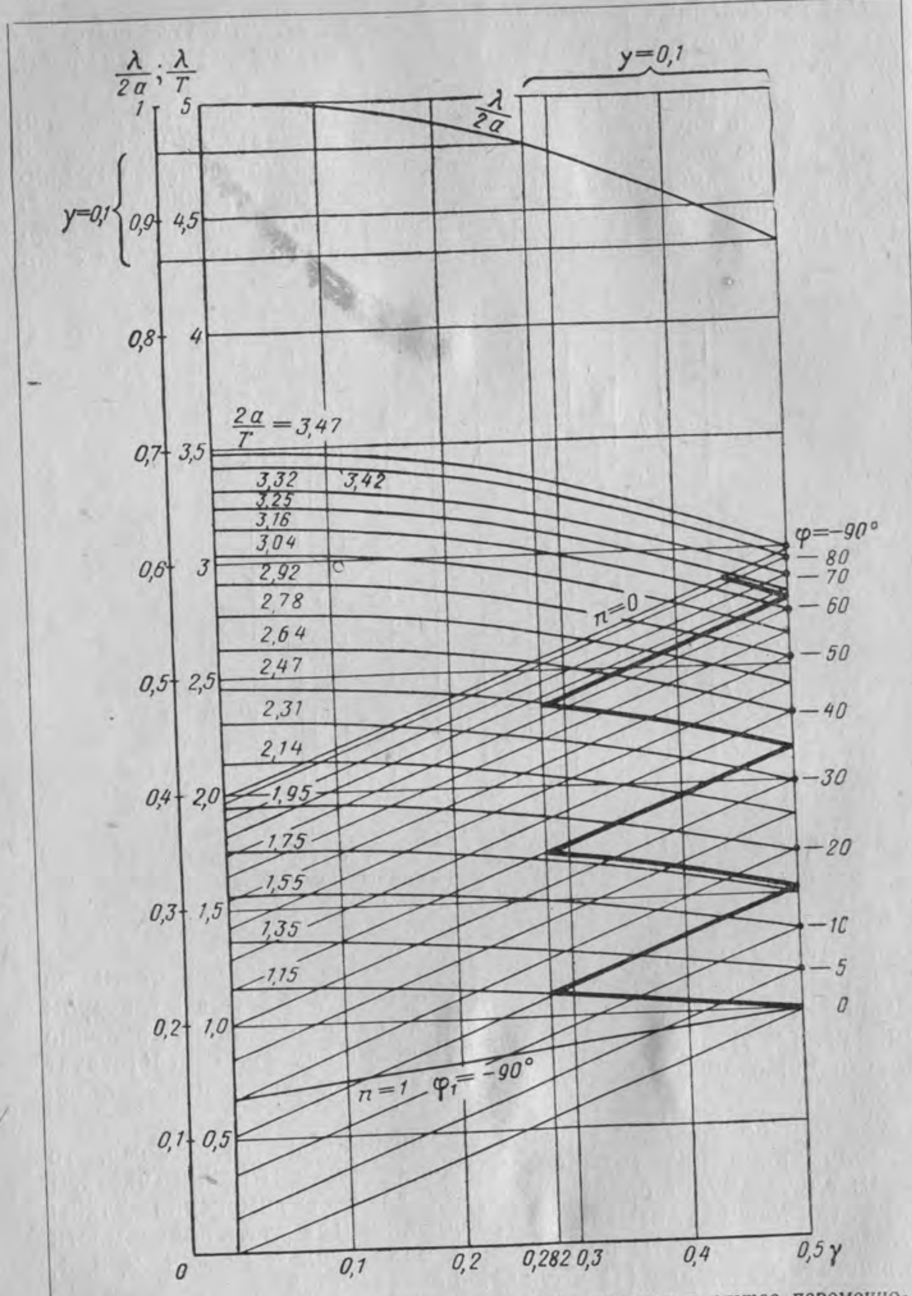
Для удобства анализа уравнение (6) изображено графически: на фиг. 2 — в случае синфазно связанных излучателей и на фиг. 3 и 4 в случае переменно-фазно связанных излучателей. На графиках прямыми линиями с различными номерами ограничены области излучения для различных значений числа n, входящего в формулу (6) и определяющего номер луча. В первом случае луч с номером $n=0$ (см. фиг. 2) соответствует области слева от линии $n=0$, расположенной вертикально, для всех γ и λ/T и во втором случае — в области ниже линии $n=0$, расположенной наклонно (см. фиг. 3 и 4). Луч с номером $n=1$ в обоих случаях соответствует области ниже линии $n=1$, луч с $n=2$ — в области ниже линии $n=2$ и т. д.



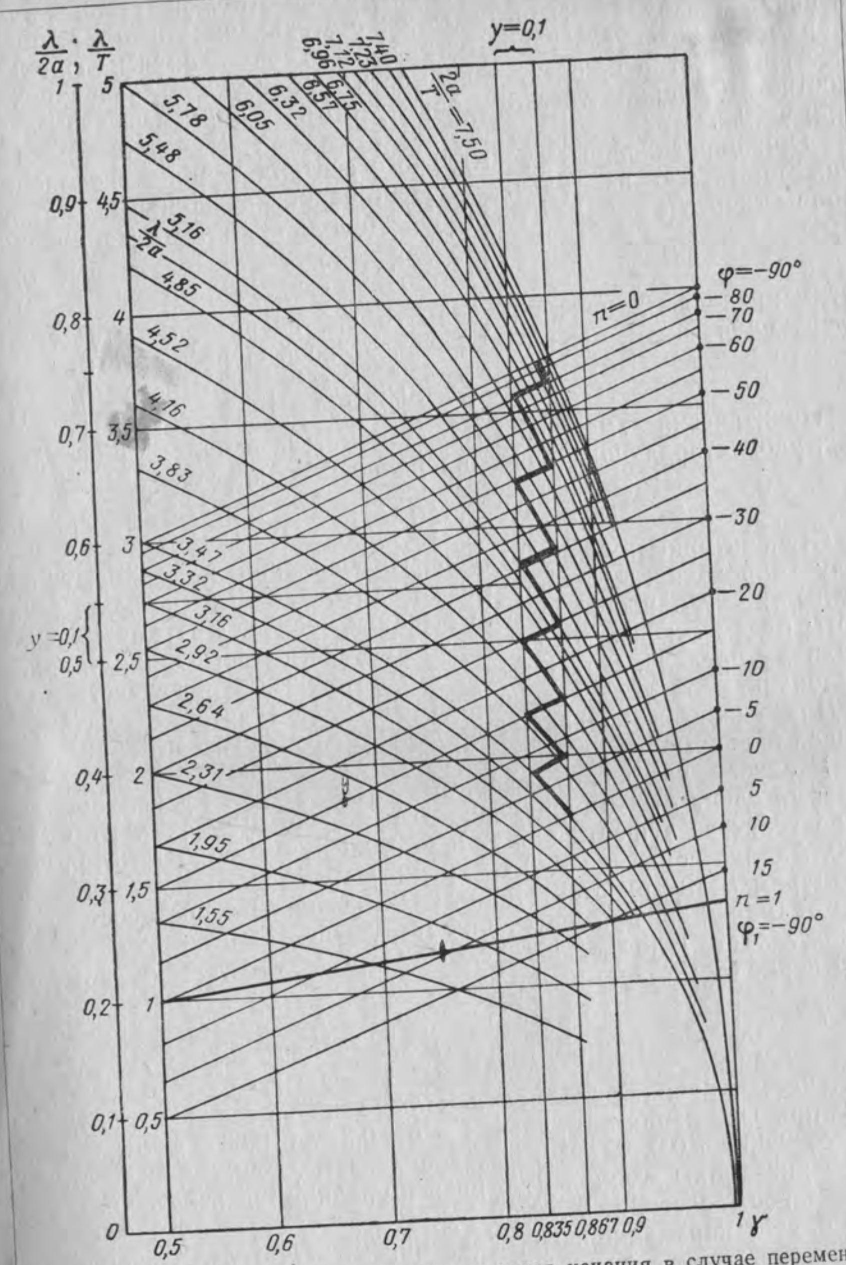
Фиг. 2. Графики для зон излучения и углов качания в случае синфазно-связанных с бегущей волной излучателей.

Так как волновод обладает дисперсионными свойствами, то согласно уравнению (6) качание луча при изменении частоты в этом случае будет происходить как за счет изменения длины волны, так и за счет изменения замедления. Для учета зависимости замедления от частоты на графиках, приведенных на фиг. 2, 3, 4, запишем соотношение (1) в следующем виде:

$$\frac{\lambda}{T}=\frac{2a}{T}\sqrt{1-\gamma^2}. \qquad (9)$$



Фиг. 3. Графики для зон излучения и углов качания в случае переменно-фазно связанных с бегущей волной излучателей в области $0 \leqslant \gamma \leqslant 0{,}5$.



Фиг. 4. Графики для зон излучения и углов качания в случае переменно-фазно связанных с бегущей волной излучателей в области $0{,}5 \leqslant \gamma \leqslant 1$.

Это выражение связывает между собой отношение длины волны к периоду излучателей и замедление в зависимости от величины параметра $2a/T$. Для удобства расчета углов качания на фиг 3 и 4 построена сетка кривых зависимости λ/T от γ для значений $2a/T$, соответствующих углам наклона луча от 0 до 90° через 5° и 10° при $\gamma=0{,}5$.

При определении максимального сектора качания необходимо учитывать, что из условия существования в волноводе только волны типа H_{10} длина волны генератора должна лежать в пределах

$$a<\lambda<2a. \qquad (10)$$

Этим пределам изменения длины волны генератора соответствуют следующие изменения замедления согласно формуле (1):

$$0<\gamma<0{,}867. \qquad (11)$$

Практически замедление может меняться в более узких пределах, удовлетворяющих ориентировочно условию

$$0{,}2<\gamma<0{,}867. \qquad (12)$$

Степень приближения величины замедления к верхнему пределу определяется конкретными требованиями к подавлению волны типа H_{20} и практически бывает высокой. Поэтому для простоты будем считать максимально допустимое замедление равным верхнему пределу. При анализе это не приведет к существенным отклонениям от практически достижимых результатов.

Для удобства последующих выводов на фиг. 3 и 4 приведена кривая зависимости $\lambda/2a$ от величины замедления γ.

В случае синфазно связанных излучателей фиксированный фазовый сдвиг $\Delta\psi=0$ [уравнение (6) и фиг. 2]. Для того чтобы в пространстве существовал только один луч, необходимо принять $n=0$. Анализ показывает, что максимальный сектор качания луча с номером $n=0$ при отсутствии лучей высших номеров составляет угол от 0 до $+60°$ при изменении замедления от 0 до 0,867 и отношения $\lambda/2a$ от 1 до 0,5. Из условия отсутствия луча с номером $n=0$ период излучателей определится величиной

$$\frac{2a}{T}=3{,}734.$$

Практически качание луча осуществимо в пределах от $+12$ до $+60°$ при изменении замедления γ от 0,2 до 0,867 и отношения $\lambda/2a$ от 0,98 до 0,5. Этому изменению замедления соответствует изменение длины волны в 1,96 раза и средняя углочастотная чувствительность составит 0,74° на 1%.

В случае переменно-фазно связанных излучателей фиксированный фазовый сдвиг $\Delta\psi=\pi/2$ [уравнение (6) и фиг. 3 и 4]. Из условия существования одного луча, как и в случае синфазно-связанных излучателей, необходимо использовать луч с номером $n=0$.

Максимальный сектор качания этого луча при отсутствии лучей высших типов составляет угол от -90 до $+14°$ при изменении замедления от 0,22 до 0,867 и отношения $\lambda/2a$ от 0,975 до 0,5. Из условия отсутствия луча с номером $n=1$ период излучателей определится величиной $2a/T=2{,}49$. Указанному сектору качания соответствует изменение длины волны в 1,95 раза и средняя углочастотная чувствительность составит 1,61° на 1%.

Из приведенных результатов видно, что переменно-фазно связанные излучатели позволяют перекрыть вдвое больший сектор качания, чем синфазно связанные излучатели при практически одинаковой девиации частоты и одинаковых замедлениях. При коммутации направления бегущей волны переменно-фазно связанные излучатели позволяют перекрыть полный сектор качания, равный 180°.

Таким образом, переменно-фазно связанные излучатели в отношении предельных возможностей имеют преимущество.

3. СВЯЗЬ МЕЖДУ ШИРИНОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ И КОЭФФИЦИЕНТОМ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ АНТЕННЫ

В антенне, в которой возбуждение излучателей осуществляется с помощью бегущей волны, удобно применить два типа излучателей.

В первом случае каждый излучатель излучает одинаковую мощность, т. е. излучаемая мощность равномерно распределена по длине антенны. В этом случае к. п. д. антенны определяется следующим выражением:

$$\eta=\left[e^{-2\alpha L}-\frac{P_L}{P_0}\right]\frac{2\alpha L}{1-e^{-2\alpha L}}, \qquad (13)$$

где α — затухание за счет потерь в линии;
P_0 — мощность в начале антенны;
P_L — мощность в конце антенны;
L — длина антенны.

Выражение справедливо при $\alpha T \ll 1$, что практически всегда выполняется. Ширина диаграммы направленности антенны с равномерным распределением по уровню половинной мощности определяется выражением

$$\beta=50{,}7\,\frac{\lambda}{L}, \qquad (14)$$

где β в *град*.

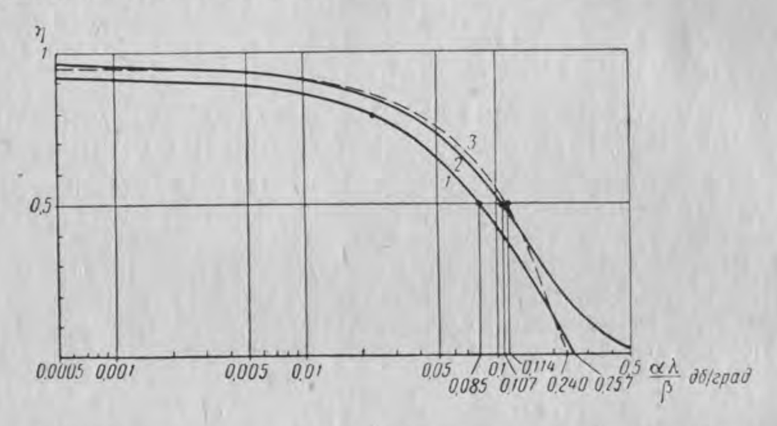
Используя совместно соотношения (13) и (14), получим следующее выражение, связывающее ширину диаграммы направленности, затухание в волноводе и к. п. д. антенны:

$$\eta=\left[e^{-11{,}7\frac{\alpha\lambda}{\beta}}-\frac{P_L}{P_0}\right]\frac{11{,}7\,\frac{\alpha\lambda}{\beta}}{1-e^{-11{,}7\frac{\alpha\lambda}{\beta}}}. \qquad (15)$$

Во втором случае все излучатели идентичны и каждый из них излучает одинаковую долю подходящей к нему мощности бегущей волны. При этом вдоль антенны устанавливается экспоненциальное распределение излучаемой мощности и ее коэффициент полезного действия определяется выражением

$$\eta=\left(1-\frac{P_L}{P_0}\right)\left(1+\frac{2\alpha L}{\ln\frac{P_L}{P_0}}\right). \qquad (16)$$

Ширина диаграммы направленности такой антенны зависит от относительной величины мощности, доходящей до конца.



Фиг. 5. График зависимости к. п. д. антенны от отношения затухания на длину волны к ширине диаграммы направленности.

С точки зрения повышения к. п. д. эта величина должна быть как можно меньше, но при этом расширяется диаграмма направленности. При $P_L/P_0=5\%$ уровень первого бокового лепестка возрастает с 4,5% при равномерном распределении до 6,12%. Коэффициент использования раскрыва при этом падает до 0,83. Такое ухудшение диаграммы направленности является сравнительно небольшим. Ширина диаграммы направленности при этом определяется выражением

$$\beta=54{,}4\,\frac{\lambda}{L}. \qquad (17)$$

Используя совместно соотношения (16) и (17), получим следующее выражение для к. п. д. антенны:

$$\eta=0{,}95\left(1-4{,}17\frac{\alpha\lambda}{\beta}\right). \qquad (18)$$

На фиг. 5 приведены кривые зависимости к. п. д. антенны от отношения затухания на длину волны к ширине диаграммы направленности $\alpha\lambda/\beta$ (где $\alpha\lambda$ в *дб*), построенные по уравнениям (15) и (18). Кривые *1* и *2* относятся к антенне с равномерным распределением для $P_L/P_0=0{,}05$ и $P_L/P_0=0$ соответственно. Кривая *3* построена для антенны с экспоненциальным распределением для $P_L/P_0=0{,}05$.

Анализ приведенных кривых показывает, что в области к. п. д. от 0,9 до 0,4 антенна с указанным экспоненциальным распределением дает более высокий к. п. д. Кроме того, такая антенна допускает коммутацию направления питания, что позволяет вдвое увеличить сектор качания при том же изменении частоты и к. п. д. Поэтому дальнейший анализ будем проводить применительно к экспоненциальному распределению. Из соотношения (18) следует, что при к. п. д., равном 50%, величина затухания на длину волны, отнесенная к ширине диаграммы, определяется соотношением

$$\frac{\alpha\lambda}{\beta}=0{,}114. \qquad (19)$$

4. ПРЕДЕЛЫ СУЖЕНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ, ОГРАНИЧЕННЫЕ ПОТЕРЯМИ В ВОЛНОВОДЕ

Как было показано выше, антенна с переменно-фазно связанными излучателями имеет больший сектор качания, и поэтому дальнейшее рассмотрение будет проведено для нее.

Рассмотрение уравнений (6), (1), (9) и кривых на фиг. 3 и 4 показывает, что с увеличением значения $2a/T$, т. е. с уменьшением периода излучателей область изменения замедлений, необходимая для получения заданного сектора качания, смещается в сторону увеличения замедления γ. При этом согласно формуле (5) и фиг. 1 уменьшаются потери на длину волны, что позволяет увеличить длину антенны и сузить диаграмму направленности. Однако увеличение замедления ограничено величиной 0,867. Поэтому с уменьшением периода излучателей уменьшается возможный сектор качания. Так, например, при $2a/T=2{,}49$ сектор качания лежит в пределах от -90 до $+14°$, при $2a/T=3{,}47$ — от $-90°$ до 0 и при $2a/T=6$ — от -90 до $-40°$. Кроме того, при этом снижается величина углочастотной чувствительности.

Рассмотрим пределы сужения диаграммы направленности при качании в полном секторе обзора, равном 180°. Угол качания 180° при использовании стандартного прямоугольного волновода можно получить только в случае коммутации направления питания. Поэтому при питании антенны с одной стороны достаточно обеспечить сектор качания в пределах от $-90°$ до 0. Из условия минимальных потерь этому сектору соответствует изменение замедления от 0,5 до 0,867 при $2a/T=3{,}47$.

Изменение длины волны согласно формуле (1) лежит в пределах $0{,}867 > \frac{\lambda}{2a} > 0{,}5$. Относительная девиация частоты определяется соотношением

$$y = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_{cp}} = 2\,\frac{\lambda_{max} - \lambda_{min}}{\lambda_{max} + \lambda_{min}} \qquad (20)$$

и в данном случае составит 53,8%. Предельно узкая ширина диаграммы направленности, приведенная к нормали к антенне, определяется максимальными потерями, которые соответствуют наименьшему значению замедления. Согласно графику (см. фиг. 1) значению $\gamma = 0{,}5$ соответствует нормированное затухание $\alpha\lambda\sqrt{\lambda} = 13{,}6 \cdot 10^{-3}$. Например, при длине волны $\lambda = 3{,}2$ *см* величина $\alpha\lambda = 7{,}6 \cdot 10^{-3}$ *дб* и ширина диаграммы направленности при к. п. д., равном 50% [см. формулу (19)], определится величиной $\beta = 0{,}067° = 4'$.

Из условия минимальной девиации частоты сектору качания от —90° до 0 соответствует изменение замедления от 0,2 до 0,78 при $2a/T = 2{,}45$ и изменение длины волны в пределах от $\lambda/2a = 0{,}98$ до 0,625. Относительная девиация частоты составит $y = 44{,}2\%$. Максимальное нормированное затухание в секторе качания $\alpha\lambda\sqrt{\lambda} = 43 \cdot 10^{-3}$. При длине волны $\lambda = 3{,}2$ *см* предельно узкая диаграмма направленности $\beta = 0{,}21° = 12{,}6'$.

Таким образом, даже в 3-сантиметровом диапазоне стандартный волновод при к. п. д., равном 50%, позволяет получить весьма узкие диаграммы направленности при секторе качания, равном 90°, без коммутации направления питания. При повышении к. п. д. диаграмма расширяется согласно графику фиг. 5. Например, при к. п. д. $\eta = 90\%$ она расширится приблизительно в 10 раз и в 3-сантиметровом диапазоне будет лежать в пределах 0,67—2,1°.

При переходе в более длинноволновые диапазоны предельная ширина диаграммы направленности сужается по закону, обратно пропорциональному $\sqrt{\lambda}$. При уменьшении сектора качания девиация частоты соответственно уменьшается.

5. СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ДЕВИАЦИИ ЧАСТОТЫ

Одним из способов уменьшения девиации частоты является коммутация направления питания. В этом случае при перемене направления бегущей волны направление излучения меняется на симметричное относительно нормали к антенне, и девиация частоты уменьшается в два раза при той же величине сектора качания и тех же потерях. Этот способ применим при симметричном относительно нормали секторе качания. Для уменьшения девиации частоты при качании в несимметричном относительно нормали секторе необходимо использовать систему параллельных волноводов с разным периодом излучателей. Каждый волновод при одинаковой девиации частоты обеспечивает качание луча в соответствующем секторе. Сумма этих секторов должна быть равна полному сектору качания. Очевидно, что при достаточно большом числе параллельных волноводов заданный сектор качания может быть перекрыт с помощью достаточно малой девиации частоты. Управление антенной усложняется, так как для перехода с одного сектора на другой необходимо переключать волноводы. Однако этот недостаток компенсируется простотой канализирующей системы и возможностью создания весьма узких диаграмм направленности при высоком к. п. д.

Для анализа возможностей антенны, собранной из параллельных волноводов, разобьем полный сектор качания на примыкающие один к другому секторы, каждый из которых перекрывается одинаковой девиацией частоты. Нумерацию секторов будем вести в сторону отрицательных углов наклона. Луч проходит сектор качания, двигаясь в сторону отрицательных углов при увеличении длины волны генератора. При перекрытии каждого сектора длина волны генератора изменяется от λ_1 до λ_2 и при переходе с одного сектора на другой (при переключении волноводов) скачком возвращается к первоначальному значению.

Если заданы начальный угол первого сектора φ_1 и соответствующее ему максимальное замедление γ_1, то соответствующую им длину волны определяем из выражения

$$\frac{\lambda_1}{2a} = \sqrt{1 - \gamma_1^2},$$

а период излучателей из формулы

$$\frac{2a}{T_1} = \frac{\lambda_1}{2T_1}\,\frac{2}{\sqrt{1 - \gamma_1^2}}.$$

Вспомогательную величину $\lambda_1/2T_1$ получаем из формулы

$$\frac{\lambda_1}{2T_1} = \gamma_1 - \sin\varphi_1.$$

Затем по заданной относительной девиации частоты y определяем отношение длины волны λ_2 к размеру волновода и периоду излучателей, соответствующее ей замедление γ_2 и минимальный угол первого сектора с помощью следующих выражений:

$$\frac{\lambda_2}{2a} = \frac{\lambda_1}{2a}\,\frac{2 + y}{2 - y};$$

$$\frac{\lambda_2}{2T_1} = \frac{\lambda_1}{2T_1}\,\frac{2 + y}{2 - y};$$

$$\gamma_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_2}{2a}\right)^2};$$

$$\sin\varphi_2 = \gamma_2 - \frac{\lambda_2}{2T_1}.$$

Далее аналогично находим период излучателей второго волновода и границы соответствующего ему второго сектора из условия, что максимальный угол второго сектора равен минимальному углу первого сектора.

Расчет проводится до тех пор, пока не будет перекрыт полный сектор качания.

Период излучателей m-го волновода будет определяться следующей формулой:

$$\frac{2a}{T_m} = \frac{2a}{T_1} \frac{\gamma_1 - \sin\varphi_m}{\gamma_1 - \sin\varphi_1},$$

где φ_m — начальный угол соответствующего сектора качания.

Приведенная схема расчета довольно громоздка, поэтому для оценки разделения на секторы удобнее пользоваться графиками, приведенными на фиг. 3 и 4.

Для определения предельной с точки зрения к. п. д. ширины диаграммы направленности при заданной девиации частоты по известному замедлению γ_2 можно использовать формулу (5) или график на фиг. 1.

Чтобы оценить предельные возможности антенны из нескольких стандартных волноводов, необходимо рассмотреть при заданной девиации частоты два предельных случая:

1) получение предельно узкой с точки зрения к. п. д. диаграммы направленности;

2) получение минимального числа параллельных коммутируемых волноводов.

В обоих случаях рассмотрим перекрытие сектора от —90° до 0 при 10%-ной девиации частоты $y=0{,}1$ (см. фиг. 3 и 4).

В первом случае для получения минимальных потерь величина начального замедления должна быть предельно большой и равной 0,867. Это соответствует минимальной углочастотной чувствительности антенны. Перекрытие полного сектора в этом случае показано на фиг. 4 жирной линией: участки, идущие влево вверх, соответствуют отдельным секторам, составляющим полный сектор, а участки, идущие вправо вверх, соответствуют переключению волноводов. Для перекрытия полного сектора требуется семь параллельных волноводов. Предельно узкая ширина диаграммы направленности определяется минимальной величиной замедления $\lambda_2=0{,}835$, при которой нормированное затухание определяется следующей величиной:

$$(\alpha\lambda)\sqrt{\lambda} = 4\cdot 10^{-3}.$$

При длине волны $\lambda=3{,}2$ *см* и к. п. д., равном 50%, диаграмма направленности будет иметь ширину $\beta=1{,}2'$, а при к. п. д. 90% составит ширину $\beta=12'$.

Во втором случае для получения минимального числа волноводов необходима высокая углочастотная чувствительность. Поэтому

величина γ_1 должна быть выбрана минимальной с учетом отсутствия луча с номером $n=1$. Из фиг. 3 следует, что $\gamma_1=0{,}5$ и $\gamma_2=0{,}282$. Перекрытие полного сектора показано на фиг. 3 жирной ломаной линией. Из графика видно, что антенна должна состоять из четырех волноводов. Нормированное максимальное затухание определяется минимальным замедлением и составит величину $\alpha\lambda\sqrt{\lambda}=29{,}4\cdot 10^{-3}$. При длине $\lambda=3{,}2$ *см* и к. п. д., равном 50%, минимальная ширина диаграммы направленности $\beta=8{,}7'$, а при к. п. д. 90% $\beta=1{,}44°$.

ВЫВОДЫ

Проведенное рассмотрение показывает, что при использовании стандартных волноводов в антеннах частотного сканирования можно создать узкие диаграммы направленности, которые нельзя получить при использовании систем с большим групповым замедлением. Применяя системы параллельных волноводов с коммутацией питания, можно получить большой сектор качания при малой девиации частоты и высоким к. п. д. антенны.

Для перекрытия сектора качания 180° при коммутации питания и девиации частоты 10% достаточно применить от четырех до семи поочередно включаемых параллельных волноводов в зависимости от требований к потерям в антенне. Для уменьшения размеров антенны в поперечном направлении волноводы необходимо располагать так, чтобы плоскость H совпадала с плоскостью излучения. Для дальнейшего уменьшения поперечных размеров необходимо уменьшать размеры волновода в плоскости E.

Изменение этого размера не влияет на дисперсионные характеристики волновода с волной типа H_{10}, поэтому проведенное рассмотрение остается в силе. Увеличение потерь при уменьшении размера в плоскости E и расширение предельной диаграммы может быть учтено с помощью формулы (4).

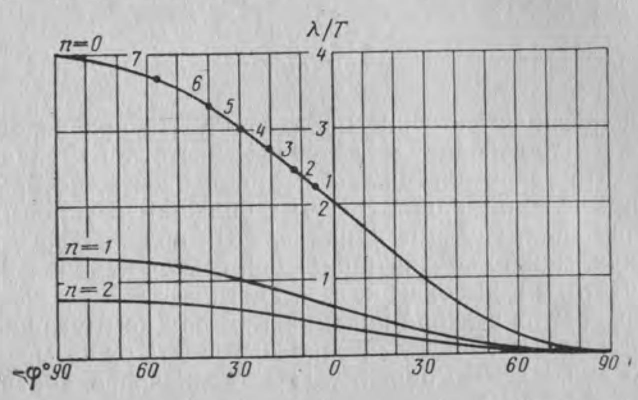
Применение прямоугольных волноводов для получения предельно узких диаграмм ограничено по частотному диапазону с двух сторон.

По мере укорочения длины волны предельная диаграмма расширяется по закону, обратному $\sqrt{\lambda}$. Поэтому при достаточно малой длине волны прямоугольный волновод может не позволить получить достаточно узкую диаграмму направленности. В этом диапазоне вместо волновода можно использовать систему с поверхностной волной. При достаточно малом замедлении такая система малодисперсионна и обладает потерями меньшими, чем волновод. Однако вопрос о возможности использования этой системы для частотного качания нуждается в специальном исследовании, особенно в отношении эффективного возбуждения слабозамедленных поверхностных волн, отсутствия паразитного излучения и создания эффективных излучателей.

По мере увеличения длины волны генератора поперечные размеры волновода увеличиваются и при достаточно большой длине волны становятся конструктивно неприемлемыми.

В этом диапазоне вместо волновода можно использовать коаксиальные линии, у которых с ростом длины волны потери становятся достаточно малыми.

Так как коаксиальная линия недисперсионна, а поверхностная волна над ребристой поверхностью при замедлении, близком



Фиг. 6. Зависимость углов наклона луча от отношения длины волны к периоду излучателей для недисперсионных систем.

к единице, обладает малой дисперсией, то в случае их использования для перекрытия заданного сектора качания требуется бóльшая девиация частоты или бóльшее число параллельных каналов, чем при использовании волноводов.

На фиг. 6 показана зависимость угла наклона луча от отношения λ/T при использовании недисперсионной системы с замедлением $\gamma=1$. Точками и цифрами на кривой $n=0$ показано перекрытие сектора от —90° до 0 при 10% девиации частоты. При этом требуется семь параллельных каналов, в то время как в случае волноводов их минимальное число было четыре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ардабьевский А. И., Бахрах Л. Д., Дерюгин Л. Н., Способ электрического качания луча с использованием дисперсионных структур, Авторское свидетельство № 110610 от 5 октября 1956 г.

2. Ардабьевский А. И., Бахрах Л. Д., Дерюгин Л. Н., Способ качания луча линейной антенны, Авторское свидетельство № 110198 от 5 октября 1956 г.

УДК 621.396.679.001.5 : 621.396.965

Канд. техн. наук *М. Г. КУЗНЕЦОВ*

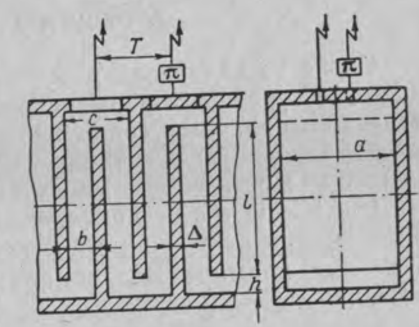
СВОЙСТВА И РАСЧЕТ ЗМЕЙКОВЫХ ВОЛНОВОДОВ ДЛЯ АНТЕНН С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

1. ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМЫ

Особенности замедляющей системы «зигзагообразный волновод» (фиг. 1) могут быть охарактеризованы следующим образом.

1. Антенные линейки имеют ширину менее рабочей длины волны λ и малые расстояния между соседними излучателями $T \simeq \lambda/2$, что позволяет строить на их основе антенные полотна с карандашной диаграммой направленности.

2. Применение дополнительных фиксированных фазовых сдвигов на π радиан в цепях питания излучателей и двух изгибов волновода между соседними излучателями при расстоянии между ними $T=\lambda/2$ обеспечивает прозрачность зигзагообразного волновода при сканировании лучом в секторе углов от —90 до +70÷80° от нормали, отсчитываемых в сторону от генератора (фиг. 1). При увеличении периода излучателей T в пределах, допускаемых условиями отсутствия вторичных главных лучей в диаграмме направленности, этот сектор дополнительно сужается. Запирание на нормали, возникающее от взаимодействия соседних неоднородностей на высших типах волн, можно полностью устранить [2].

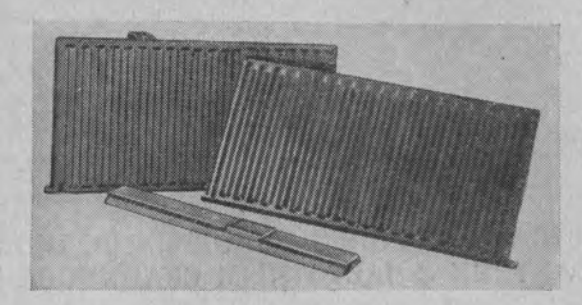


Фиг. 1. Замедляющая система «зигзагообразный волновод».

3. Вследствие особенностей, связанных с применением дополнительных фазовых сдвигов, высоту волновода можно увеличить до $b \approx \lambda/4$ и несколько более и за счет этого увеличить добротность систем, а также снизить потери при заданной углочастотной чувствительности по сравнению с ребристыми системами.

3 1870

В технологическом отношении конструкция волновода удобна тем, что позволяет исключить пайку, увеличивающую коэффициент поглощения. Замедляющая система может быть изготовлена тор-



Фиг. 2. Двухстворчатая конструкция волновода.

цовым фрезерованием из цельных металлических брусков двух симметричных пластин-створок, сочленяющихся по плоскости нулевого поперечного тока (фиг. 2).

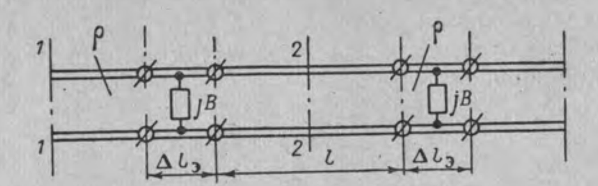
2. ОБЩИЙ АНАЛИЗ СИСТЕМЫ

Свойства волновода могут быть описаны эквивалентной схемой (фиг. 3), представляющей собой прямоугольный волновод с собственным волновым сопротивлением ϱ, периодически нагруженный на параллельную реактивную проводимость jB, которая учитывает отражения от изгибов. Расстояния между проводимостями равны $l_э = l + \Delta l_э$, где $\Delta l_э$ — эквивалентная длина неоднородных участков волновода. Электродинамический анализ [3] позволил определить значения нормированных параметров $0{,}5\varrho B$, $\Delta l_э' = \Delta l_э / b$ и производной

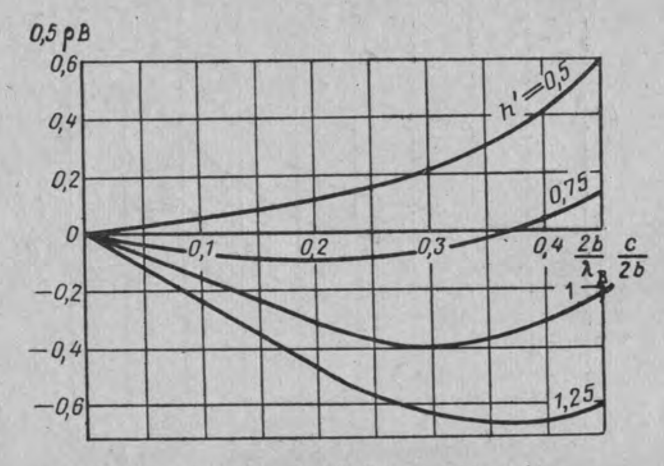
$$(0{,}5\varrho B)_0' = \frac{2b}{\lambda_в} \frac{d\,(0{,}5\varrho B)}{d\left(\frac{2b}{\lambda_в}\right)}, \qquad (1)$$

приведенные на фиг. 4, 5, 6 для тонкой перегородки и разных отношений $h/b = h'$ в зависимости от безразмерного параметра $2b/\lambda_в$, где $\lambda_в = \lambda / \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$ — длина волны в волноводе и размер $c = 2b + \Delta$.

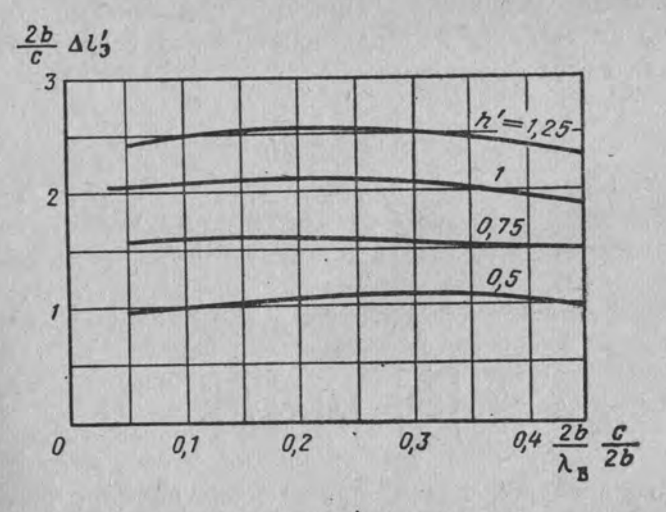
С достаточной точностью приведенные графики могут быть отнесены и к другим малым толщинам перегородок. При $B < 0$ шунтирующая проводимость носит индуктивный характер и при $B > 0$ — емкостный характер.



Фиг. 3. Эквивалентная схема двух ячеек волновода.



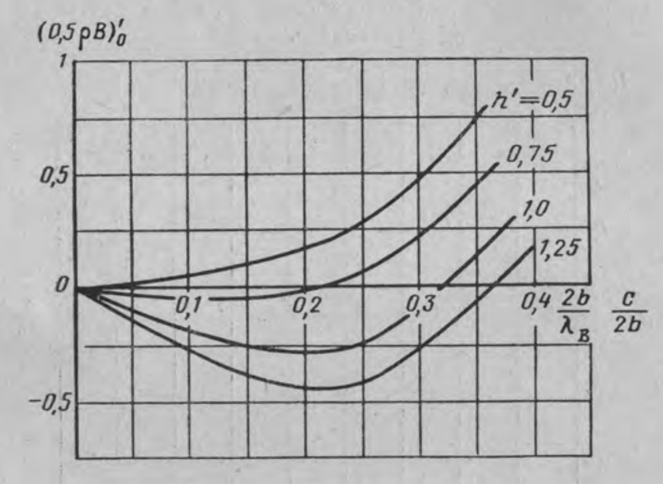
Фиг. 4. Значения $0{,}5\varrho B$ при разных h'.



Фиг. 5. Значения $\Delta l_э'$ при разных h'.

Свойства цепного соединения четырехполюсников (см фиг. 3) при нагружении выхода цепи на повторное сопротивление $\dot{Z}_0$ полностью определяются, если известна матрица типа A коэффициентов четырехполюсника

$$[\dot{A}]=\begin{bmatrix}\dot{a}_{11} & \dot{a}_{12}\\ \dot{a}_{21} & \dot{a}_{22}\end{bmatrix}, \tag{2}$$



Фиг. 6. Значения $(0{,}5\,\varrho B)_0'$ при разных h'.

образующего одну ячейку. При этом комплексный коэффициент передачи на ячейку $\dot{g}$ и характеристическое сопротивление цепи $\dot{Z}_0$ определяются формулами

$$\operatorname{ch}\dot{g}=\dot{a}_{11}, \tag{3}$$

$$\dot{Z}_0=\sqrt{\frac{\dot{a}_{12}}{\dot{a}_{21}}}=\frac{\operatorname{sh}\dot{g}}{\dot{a}_{21}}=\frac{\dot{a}_{12}}{\operatorname{sh}\dot{g}}, \tag{4}$$

а входные и выходные напряжения и ток ячейки связаны зависимостью

$$\begin{bmatrix}\dot{U}_1\\ \dot{J}_1\end{bmatrix}=[\dot{A}]\times\begin{bmatrix}\dot{U}_2\\ \dot{J}_2\end{bmatrix}. \tag{5}$$

Для волноводной линии, приведенной на фиг. 3, отдельные ячейки представляют цепное соединение трех четырехполюсников: двух регулярных линий с длинами по $0{,}5l_э=0{,}5(l+\Delta l_э)$ и включенного между ними четырехполюсника, имеющего лишь параллельную проводимость jB. В этом случае

$$[\dot{A}]=\begin{bmatrix}\operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2} & \dot{\varrho}\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2}\\ \frac{1}{\dot{\varrho}}\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2} & \operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2}\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}1 & 0\\ jB & 1\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}\operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2} & \varrho\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2}\\ \frac{1}{\dot{\varrho}}\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2} & \operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}_э}{2}\end{bmatrix}, \tag{6}$$

где первая и третья матрицы в правой части равенства относятся к волноводным линиям и средняя матрица — к параллельному элементу jB;

$\dot{\vartheta}_э$ — комплексный коэффициент передачи регулярного волновода длиной $l_э=l+\Delta l_э$ при наличии потерь:

$$\dot{\vartheta}_э=(\alpha_в+jk_в)\,l_э=\alpha_в l_э+j\theta_э; \tag{7}$$

$\alpha_в$ и $k_в$ — соответственно погонное затухание и постоянная распространения волны в регулярном волноводе;

$\theta_э$ — электрическое расстояние между эквивалентными проводимостями, вычисленное по постоянной распространения $k_в$:

$$\theta_э=k_в l_э=\pi\,\frac{2b}{\lambda_в}\,(l'+\Delta l_э'); \tag{8}$$

$l'=\frac{l}{b}$ — относительный размер;

$\dot{\varrho}$ — комплексное волновое сопротивление регулярного волновода при наличии потерь:

$$\dot{\varrho}=\varrho\left(1-j\,\frac{\alpha_в}{k_в}\right)=\varrho\left(1-j\,\frac{\alpha_в l}{\theta_э}\right); \tag{9}$$

ϱ — сопротивление идеального волновода.

Определяя матрицу $[\dot{A}]$ указанным способом, исходим из допущения о том, что параметры волноводной линии ϱ, $\alpha_в$, $k_в$ на участке $\Delta l_э$ остаются теми же, что и в невозмущенном волноводе. Для величин ϱ и $k_в$ такое допущение оправдано, поскольку эквивалентное удлинение $\Delta l_э$ определялось в [3] с учетом последнего. Для коэффициента затухания $\alpha_в$ приведенное допущение менее оправдано, однако может быть принято, так как потери на самой неоднородности составляют сравнительно малую часть из общих потерь в ячейке. Это допущение приводит к незначительным ошибкам при определении добротности системы, которая близка к добротности регулярного волновода.

После перемножения матриц (6) получаем выражения для коэффициентов

$$\dot{a}_{11}=\dot{a}_{22}=\operatorname{ch}\dot{\vartheta}_э+j0{,}5\dot{\varrho}B\operatorname{sh}\dot{\vartheta}_э; \qquad (10)$$

$$\dot{a}_{12}=\dot{\varrho}\,[\operatorname{sh}\dot{\vartheta}_э+j0{,}5\dot{\varrho}B\,(\operatorname{ch}\dot{\vartheta}_э-1)]; \qquad (11)$$

$$\dot{a}_{21}=\frac{1}{\dot{\varrho}}\,[\operatorname{sh}\dot{\vartheta}_э+j0{,}5\dot{\varrho}B(\operatorname{ch}\dot{\vartheta}_э+1)]. \qquad (12)$$

Если разделить в формуле (3) действительные и мнимые части и учесть (10), то будем иметь

$$\operatorname{ch}\alpha_1\cos\psi=\operatorname{Re}(\operatorname{ch}\dot{\vartheta}_э+j0{,}5\dot{\varrho}B\operatorname{sh}\dot{\vartheta}_э); \qquad (13)$$

$$\operatorname{sh}\alpha_1\sin\psi=\operatorname{Im}(\operatorname{ch}\dot{\vartheta}_э+j0{,}5\dot{\varrho}B\operatorname{sh}\dot{\vartheta}_э), \qquad (14)$$

где ψ и α_1 — соответственно фазовый сдвиг на ячейку и коэффициент затухания на ячейку, являющиеся компонентами коэффициента передачи $\dot{g}=\alpha_1+j\psi$.

В полосах прозрачности системы

$$\alpha_1\ll 1, \quad \operatorname{ch}\alpha_1\approx 1, \quad \operatorname{sh}\alpha_1\approx\alpha_1. \qquad (15)$$

Для режимов волновода, далеких от критического, кроме того, имеем

$$\left.\begin{aligned}&\alpha_в\ll k_в, \quad \alpha_в l\ll\theta_э,\\&\operatorname{ch}\dot{\vartheta}_э\approx\cos\theta_э+j\alpha_в l_э\sin\theta_э,\\&\operatorname{sh}\dot{\vartheta}_э\approx\alpha_в l_э\cos\theta_э+j\sin\theta_э.\end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

С учетом выражений (15) и (16) из формул (13) и (14) получаем дисперсионное уравнение и соотношение для потерь

$$\cos\psi=\cos\theta_э-0{,}5\varrho B\sin\theta_э, \qquad (17)$$

$$\alpha_1=\alpha_в l_э\frac{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+0{,}5\varrho B\dfrac{\sin\theta_э}{\theta_э}}{\sin\psi}, \qquad (18)$$

которые позволяют определить фазовое замедление

$$\gamma=\frac{\psi}{kt}=\gamma_г\gamma_в\left\{\frac{\arccos[(-1)^{\nu}(\cos\theta_э-0{,}5\varrho B\sin\theta_э)]+\pi\nu}{\theta_э}\right\} \qquad (19)$$

и погонное затухание в зигзагообразном волноводе

$$\alpha=\frac{\alpha_1}{t}=\gamma_г\alpha_в\left(\frac{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+0{,}5\varrho B\dfrac{\sin\theta_э}{\theta_э}}{\sin\psi}\right). \qquad (20)$$

В последних соотношениях $k=2\pi/\lambda$ — постоянная распространения в свободном пространстве;

t — пространственный период системы вдоль оси (для фиг. 1 $t=0{,}5T$);

$\gamma_г$ — геометрическое замедление волны:

$$\gamma_г=\frac{l_э}{t}=\frac{b}{t}\,(l'+\Delta l'_э); \qquad (21)$$

$\gamma_в$ — фазовое замедление в регулярном прямоугольном волноводе:

$$\gamma_в=\frac{\lambda}{\lambda_в}=\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}; \qquad (22)$$

ν — целая часть от отношения $\theta_э/\pi$;

коэффициент ν представляет собой число полных полуволн $0{,}5\lambda_в$, укладывающихся в размере $l_э$ (т. е. между соседними неоднородностями в волноводе).

При определении характеристического сопротивления Z_0 влиянием потерь в полосах прозрачности системы можно полностью пренебречь, и считать, что

$$\left.\begin{aligned}&\dot{\varrho}=\varrho, \quad \operatorname{ch}\dot{\vartheta}\simeq\cos\theta_э,\\&\operatorname{sh}\dot{\vartheta}\simeq j\sin\theta_э, \quad \operatorname{sh}\dot{g}\simeq j\sin\psi.\end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

В соответствии с выражениями (4), (11) и (12) имеем

$$\left.\begin{aligned}Z'_0=\frac{Z_0}{\varrho}&=\sqrt{\frac{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э-0{,}5\varrho B}{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+0{,}5\varrho B}}=\\&=\frac{\sin\psi}{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+0{,}5\varrho B}=\\&=\frac{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э-0{,}5\varrho B}{\sin\psi},\end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

где Z'_0 — нормированное характеристическое сопротивление, отнесенное к волновому сопротивлению волновода. В полосах прозрачности Z'_0 представляет действительную величину. Через сопротивление Z'_0 может быть выражен к.б.в. в зигзагообразном волноводе и в питающем тракте антенны:

$$n_0=\begin{cases}Z'_0 & \text{при } Z'_0<1,\\ \dfrac{1}{Z'_0} & \text{при } Z'_0>1.\end{cases} \qquad (25)$$

Групповое замедление волны может быть найдено путем дифференцирования равенства (17) и определения из него производной $\frac{d\psi}{d(kt)}=\gamma_{\text{гр}}$. После преобразований получим

$$\gamma_{\text{гр}}=\gamma_{\text{г}}'\gamma_{\text{гр.в}}\left(\frac{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+(0{,}5\varrho B)_0'\dfrac{\sin\theta_э}{\theta_э'}}{\sin\psi}\right). \qquad (26)$$

Здесь $\gamma_{\text{гр.в}}$ — групповое замедление в регулярном прямолинейном волноводе,

$(0{,}5\varrho B)_0'$ — производная, определяемая формулой (1), причем

$$\gamma_{\text{гр.в}}=\frac{\lambda_{\text{в}}}{\lambda}=\frac{1}{\sqrt{1-\left(\dfrac{\lambda}{2a}\right)^2}}; \qquad (27)$$

$$\theta_э'=\frac{2b}{\lambda_{\text{в}}}\,\frac{d\theta_э}{d\left(\dfrac{2b}{\lambda_{\text{в}}}\right)}=k_{\text{в}}\frac{d\theta_э}{dk_{\text{в}}}; \qquad (28)$$

$$\gamma_{\text{г}}'=\frac{\theta_э'}{k_{\text{в}}t}=\frac{d\theta_э}{d(k_{\text{в}}t)}. \qquad (29)$$

При пологой зависимости эквивалентного удлинения от частоты, показанной на фиг. 5, имеем

$$\theta_э'\approx\theta_э,\quad \gamma_{\text{г}}\approx\frac{l_э}{t}=\gamma_{\text{г}}. \qquad (30)$$

Таким образом, коэффициент $\gamma_{\text{г}}'$ близок к геометрическому замедлению волны в системе.

Добротность замедляющей системы Q можно найти, сравнивая выражение для потерь (20) с известной общей формулой

$$\alpha=\frac{\pi}{Q\lambda}\,\gamma_{\text{гр}}. \qquad (31)$$

Потери в регулярном волноводе

$$\alpha_{\text{в}}=\frac{\pi}{Q_{\text{в}}\lambda}\,\gamma_{\text{гр.в}}, \qquad (32)$$

где $Q_{\text{в}}$ — добротность регулярного волновода:

$$Q_{\text{в}}=\frac{b}{\delta}\,\frac{1}{1+\dfrac{2b}{a}\left(\dfrac{\lambda}{2a}\right)^2}; \qquad (33)$$

δ — глубина проникновения поля в металл.

Поэтому с учетом равенства (26) получим

$$Q=Q_{\text{в}}\,\frac{\gamma_{\text{г}}'}{\gamma_{\text{г}}}\,\frac{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+(0{,}5\varrho B)_0'\dfrac{\sin\theta_э}{\theta_э'}}{\sin\theta_э+0{,}5\varrho B\cos\theta_э+0{,}5\varrho B\dfrac{\sin\theta_э}{\theta_э}}. \qquad (34)$$

При $\theta_э\geqslant(2\div3)\pi$ хорошо удовлетворяются приближения (30) и имеем $Q\approx Q_{\text{в}}$.

Таким образом, добротность близка к добротности невозмущенного прямолинейного волновода и может заметно отличаться от нее лишь при малых геометрических замедлениях.

Рассмотрим соотношения для предельной мощности системы. Электрический пробой может возникнуть в пучностях электрического поля внутри волновода. В этом случае предельная мощность

$$P_{\text{пр1}}=P_{\text{пр.в}}n_0, \qquad (35)$$

где n_0 — к. б. в. в волноводе, вычисляемый по формуле (25);

$P_{\text{пр.в}}$ — предельная мощность для регулярного согласованного волновода:

$$P_{\text{пр.в}}=\frac{U_{\text{пр}}^2}{2\varrho}=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,E_{\text{пр}}^2ab\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}; \qquad (36)$$

μ_0, ε_0 — магнитная и электрическая проницаемости пустоты;

$U_{\text{пр}}=\frac{E_{\text{пр}}b}{\sqrt{2}}$ — предельное напряжение в волноводе (эффективное по поперечному сечению);

$E_{\text{пр}}$ — предельная напряженность электрического поля при заданном давлении и влажности.

Электрический пробой возможен также на краях ребер волновода. Для нахождения предельной мощности в этом случае необходимо связать фактическое напряжение между концами ребер и противоположной стенкой с предельным допустимым напряжением с учетом местных концентраций поля на ребре. Напряжение и ток в сечении волновода с координатной z (фиг. 7) могут быть выражены через входные напряжение и ток ячейки

$$\begin{bmatrix}\dot U(z)\\ \dot J(z)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\cos k_{\text{в}}z & -j\varrho\sin k_{\text{в}}z\\ -\dfrac{j}{\varrho}\sin k_{\text{в}}z & \cos k_{\text{в}}z\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}U_1\\ J_1\end{bmatrix}, \qquad (37)$$

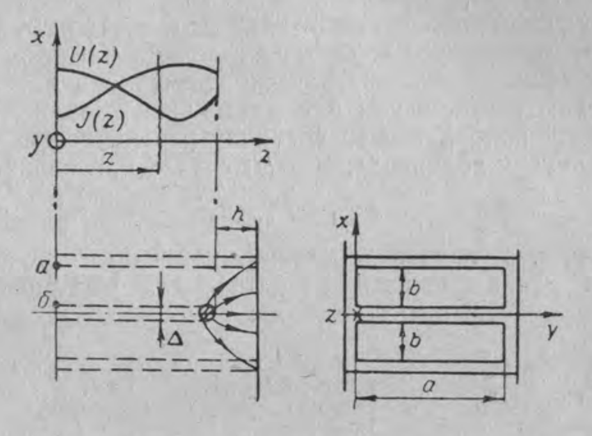
где первая матрица в правой части равенства представляет собой обратную матрицу типа A для однородной линии передачи с длиной z.

Учитывая, что $J_1=U_1/Z_0$, имеем

$$\dot U(z)=U_1\left(\cos k_в z - j\frac{\varrho}{Z_0}\sin k_в z\right), \quad (38)$$

$$\dot J(z)=\frac{U_1}{\varrho}\left(-j\sin k_в z+\frac{\varrho}{Z_0}\cos k_в z\right). \quad (39)$$

Рассмотрим случай $h \leqslant b$. Наиболее опасным сечением при этом является $z=0{,}5l_э$, и в нем возможный пробой происходит по на-



Фиг. 7. Картина поля в волноводе, учитываемая при нахождении предельной мощности.

правлению от ребра к противоположной стенке волновода. Напряжение между ребром и этой стенкой в соответствии с выражением (38) равно

$$|\dot U_B|=U_1\sqrt{\cos^2\frac{\theta_э}{2}+\left(\frac{\varrho}{Z_0}\right)^2\sin^2\frac{\theta_э}{2}}. \quad (40)$$

В то же время оно равно

$$|\dot U_B|=\frac{E_{ср}h}{\sqrt{2}}=\frac{E_{max}h}{q\sqrt{2}}, \quad (41)$$

где $E_{ср}$ — средняя между ребром и стенкой напряженность электрического поля в центре волновода;

E_{max} — максимальная напряженность на самом ребре;

$q=\frac{E_{max}}{E_{ср}}$ — коэффициент концентрации поля на ребре.

Полагая в формуле (41) $E_{max}=E_{пр}$ и сравнивая (41) и (40), можно определить предельное напряжение на входе ячейки $U_{1пр}$, еще

не приводящее к пробою на ребре. Далее можно определить предельную мощность $P_{пр2}=U^2_{1пр}/2Z_0$. После преобразований и использования зависимостей (24) будем иметь формулу

$$P_{пр2}=P_{пр.в}\left(\frac{h}{b}\right)^2\frac{1}{q^2}\frac{\sin\psi}{\sin\theta_э}. \quad (42)$$

Коэффициент концентрации поля q может быть найден из рассмотрения соответствующей электростатической задачи. Минимальное значение q имеет место в случае, когда ребро скруглено наибольшим возможным радиусом кривизны $r=0{,}5\Delta$. Рассматривая для простоты задачу о заряженном цилиндре над проводящей плоскостью (фиг. 7), получим

$$q=\frac{2\sqrt{1+\Delta'}}{\Delta'\ln\left(\frac{\sqrt{1+\Delta'}+1}{\sqrt{1+\Delta'}-1}\right)}. \quad (43)$$

Здесь при $h \leqslant b$ $\Delta'=\Delta/h$. Выражение (43) дает несколько завышенное значение коэффициента концентрации, так как оно не учитывает влияния боковых стенок волновода, изображенных на фиг. 7 пунктиром. Тем самым вводится некоторый коэффициент запаса.

Рассмотрим случай $h>b$. Опасным сечением в волноводе (см. фиг. 7) является $z=0{,}5l$. Пробой при этом может возникнуть между ребром и боковой стенкой волновода. Предельная мощность аналогично равна

$$P_{пр2}=P_{пр.в}\frac{1}{q^2}\frac{1}{Z_0'\left[\cos^2\frac{\theta}{2}+\left(\frac{\varrho}{Z_0}\right)^2\sin^2\frac{\theta}{2}\right]}, \quad (44)$$

где $\theta=k_в l$. Коэффициент q снова можно определить из формулы (43), однако теперь $\Delta'=\Delta/b$.

Из приведенных трех выражений (35), (42) и (44) используется одно, дающее наименьшее значение мощности.

Угол излучения и углочастотную чувствительность антенны можно определить по общим для всех замедляющих систем формулам

$$\sin\varphi=\frac{1}{f}\int_{f_0}^{f}\gamma_{гр}(f)\,df=\frac{\psi-\psi_0}{kt}, \quad (45)$$

$$\frac{d\varphi}{\left(\frac{df}{f}\right)}=\frac{1}{\cos\varphi}(\gamma_{гр}-\sin\varphi), \quad (46)$$

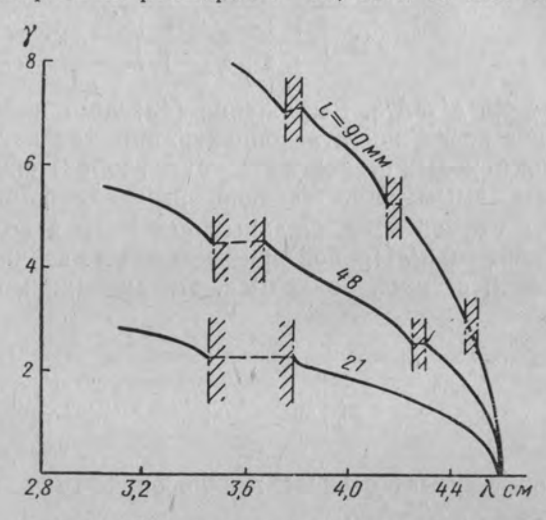
где φ — угол излучения на частоте f, отсчитываемый от нормали к системе в сторону от генератора;

f_0 и ψ_0 — частота и фазовый сдвиг на одну ячейку системы в режиме излучения по нормали.

Для питания излучателей по схеме, приведенной на фиг. 1, $\psi_0 = \nu\pi + \frac{\pi}{2}$.

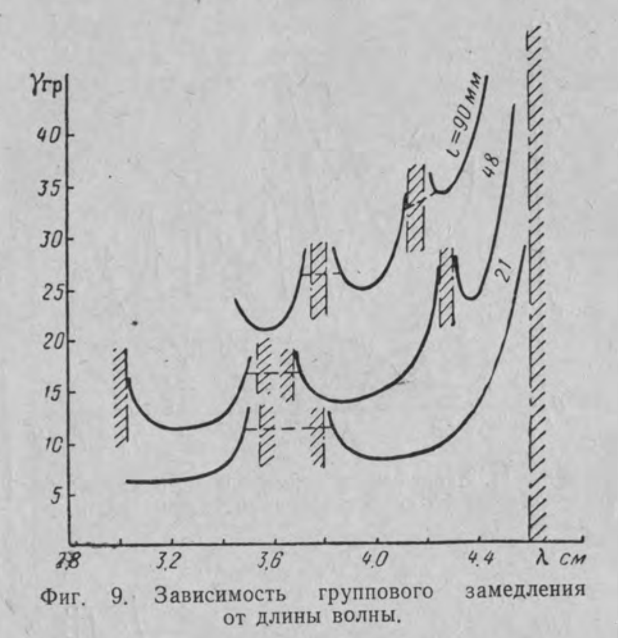
3. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА

На фиг. 8—13 приведены зависимости от λ для фазового и группового замедлений, добротности, нормированного характеристического сопротивления, коэффициента затухания и угла излучения антенны. При этом λ дана в *см* и размеры конструкции взяты следующими: $T=16$, $h=b=6$, $a=23$ *мм*. Семейства графиков определены для трех разных размеров $l=21$, 48 и 90 *мм*. Видно, что ха-

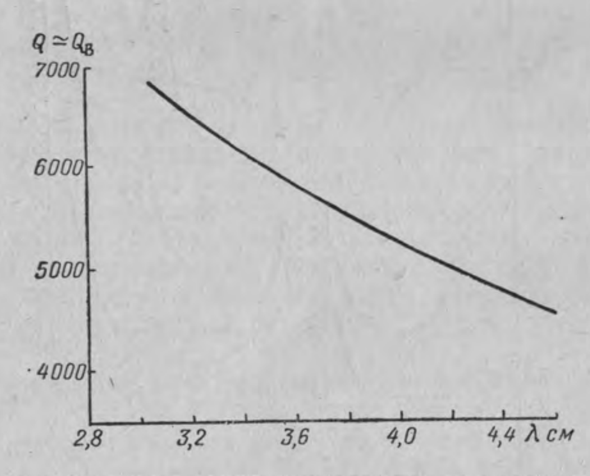


Фиг. 8. Зависимость фазового замедления от длины волны.

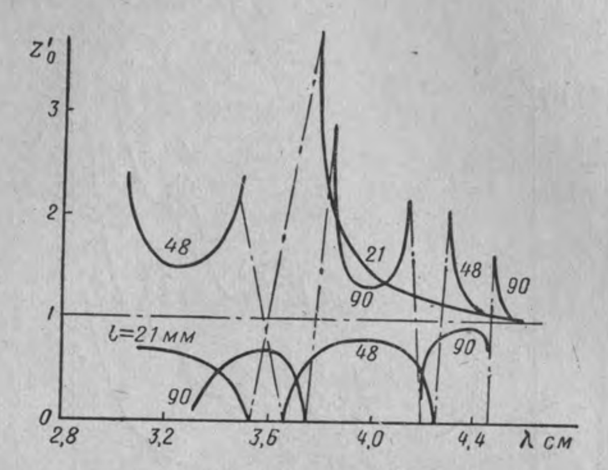
рактеристики волновода в первую очередь определяются геометрическим замедлением, и их частотный ход в целом такой же, как у идеализированного волновода, не имеющего отражений от изгибов. Однако у реального волновода частотные зависимости изрезаны полосами запирания, вблизи границ которых свойства системы сильно изменяются. В частности, групповое замедление и потери резко растут, к. б. в. падает. Добротность остается практически неизменной и равной добротности регулярного волновода. При переходе в соседнюю полосу прозрачности меняется величина характеристического сопротивления. (Если в одной полосе прозрачности $Z_0 < \varrho$, то в соседней полосе $Z_0 > \varrho$). В полосах запирания значения $|\cos\psi|$, вычисленные по формуле (17), превышают единицу. Фазовый сдвиг на ячейку при этом имеет мнимую компо-



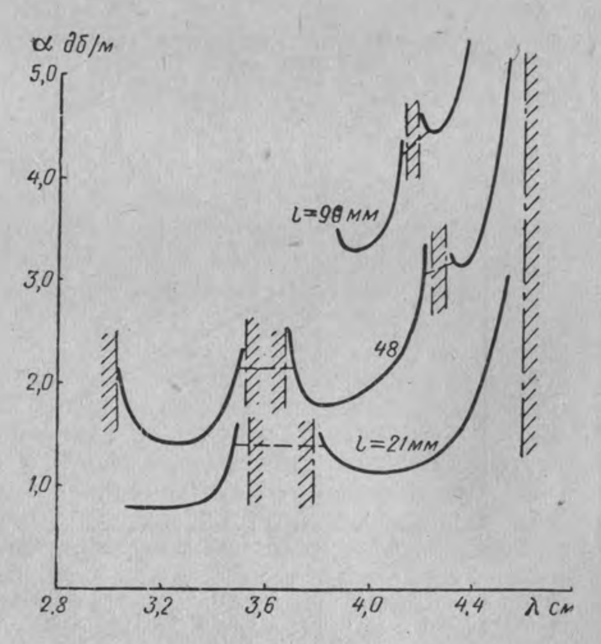
Фиг. 9. Зависимость группового замедления от длины волны.



Фиг. 10. Зависимость добротности от длины волны при удельной проводимости стенок $\sigma = 5{,}8 \cdot 10^7$ *мо/м*.



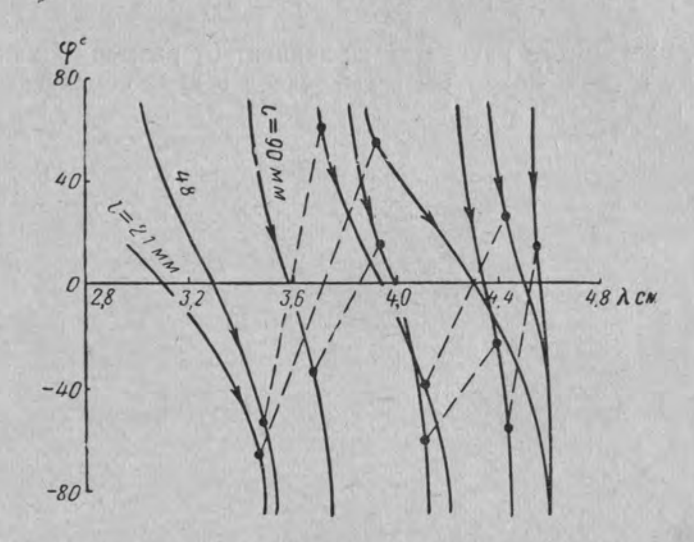
Фиг. 11. Зависимость нормированного характеристического сопротивления от длины волны.



Фиг. 12. Зависимость коэффициента затухания от длины волны при $\sigma=5{,}8\cdot10^7$ *мо/м*.

ненту, которая обусловливает сильное ослабление поля вдоль системы из-за отражений. Действительная компонента фазового сдвига в полосе запирания остается неизменной и равной $\nu\pi$, где ν — номер полосы запирания.

Расчеты предельной мощности показывают, что она прежде всего лимитируется пробоями у ребер на низкочастотных границах



Фиг. 13. Зависимость направлений излучения из волновода при изменении длины волны генератора.

полос прозрачности при индуктивном характере проводимости jB и на высокочастотных границах при емкостном характере jB. В центрах полос прозрачности она примерно на порядок менее предельной мощности согласованного регулярного волновода и при изменении частоты дополнительно уменьшается, как $\sin^p\psi$, где $p=1\div2$. Для увеличения предельной мощности можно утолщить концы ребер и скруглить их бóльшим радиусом кривизны.

4. ПРОЕКТИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ПО ЗАДАННЫМ ПАРАМЕТРАМ

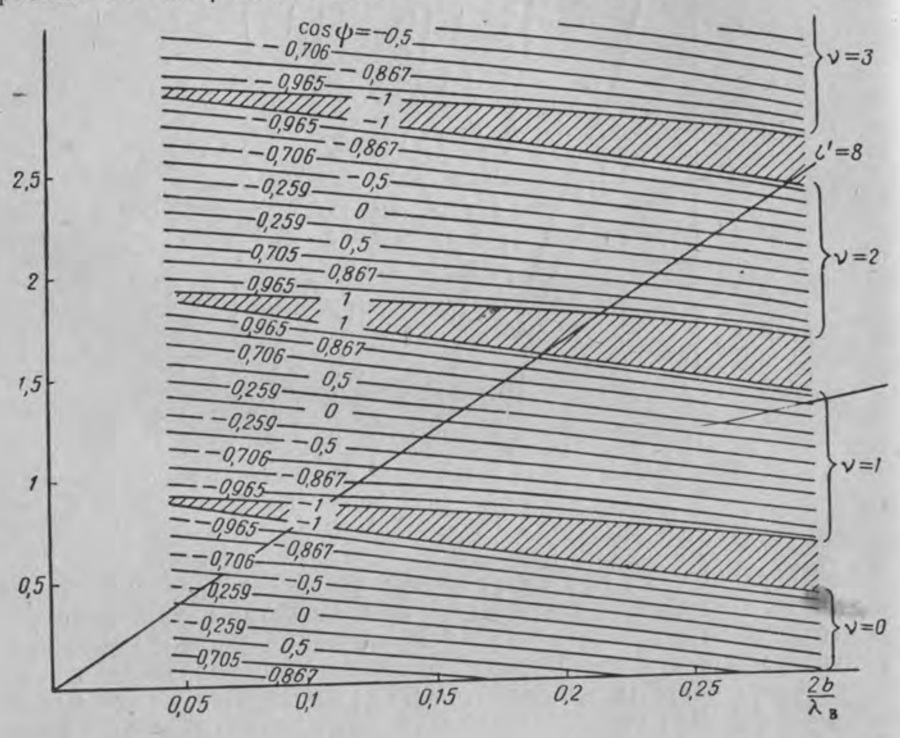
При проектировании антенн в расчете на заданные сектор сканирования и девиацию частоты важно так подобрать размеры системы, чтобы во всем заданном частотном интервале система оставалась прозрачной, а главному направлению излучения (например, излучению по нормали) соответствовал центр полосы прозрачности (либо другой желаемый режим). Это составляет задачу синтеза замедляющей системы по заданным характеристикам. Для

ее решения удобно воспользоваться видоизмененной формой дисперсионного уравнения (17), имеющей вид

$$l' \frac{2b}{\lambda_в} = (\nu + 0{,}5) - (-1)^{\nu} \frac{1}{\pi} \arcsin\left[\cos\psi \cos \operatorname{arctg}(0{,}5\varrho B)\right] -$$

$$- \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}(0{,}5\varrho B) - \Delta l'_э \frac{2b}{\lambda_в}. \qquad (47)$$

Правая часть этого равенства не зависит от размера l явно и для разных ν и $\cos\psi$ может быть вычислена в виде семейства кривых



Фиг. 14. Построение, определяющее дисперсионную зависимость $\cos\psi = F(2b/\lambda_в)$ при разных l (случай $h=b$).

(фиг. 14), где $2b/\lambda_в$ — безразмерная переменная, связанная с частотой. Левая часть равенства представляет собой уравнение прямой линии с угловым коэффициентом $l' = l/b$. Выбирая разные наклоны этой прямой и определяя точки ее пересечения с кривыми фиг. 14, которые относятся к разным значениям $\cos\psi$ и ν, можно построить обобщенные дисперсионные зависимости

$$\cos\psi = F\left(\frac{2b}{\lambda_в}\right) \text{ и } \psi = \arccos\left[(-1)^{\nu} F\right] + \nu\pi,$$

а также определить расположение полос прозрачности и запирания при изменении переменной $2b/\lambda_в$ и частоты.

Фазовое и групповое замедления в системе можно определить по формулам

$$\gamma = \frac{b}{t} \gamma_в \frac{(\psi/\pi)}{(2b/\lambda_в)}; \qquad (48)$$

$$\gamma_{гр} = \frac{b}{t} \gamma_{гр.в} \frac{d(\psi/\pi)}{d(2b/\lambda_в)}. \qquad (49)$$

Пользуясь фиг. 14 и формулой (47), можно определить необходимые размеры системы, обеспечивающие заданные режимы.

Для не очень широких секторов сканирования (до $\pm 45°$) расчет можно проводить в следующем порядке:

1. По заданной номинальной длине волны λ выбрать пространственный период излучателя $T \approx \lambda/2$ (либо несколько более, но в пределах условия однолепестковости диаграммы направленности).

2. Из конструктивных условий или из заданной предельной мощности задаться минимальной возможной толщиной ребер Δ.

3. Определить размер $b = \frac{T}{2} - \Delta$.

4. Задаться шириной волновода $a = (0{,}7 \div 0{,}9)\lambda$ и вычислить на номинальной длине волны λ соответствующую длину волны в волноводе $\lambda_в$, а также параметр $2b/\lambda_в$.

5. Выбрать целое число полуволн $\lambda_в/2$ в одном зигзаге волновода, пользуясь формулой

$$\nu \simeq \left[\frac{\lambda T}{\lambda_в^2} \frac{1}{\sqrt{1 + (0{,}5\varrho B)^2}} \frac{(\Delta \sin\varphi)}{\left(\frac{\Delta f}{f}\right)} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg}(0{,}5\varrho B) - 0{,}5\right], \qquad (50)$$

где $\Delta \sin\varphi$ — разность синусов углов излучения на краях заданного сектора сканирования;

$(\Delta f/f)$ — относительная ширина интервала рабочих частот.

6. Задавшись значением $\cos\psi = 0$, соответствующим центру ν-й полосы прозрачности и излучению по нормали (либо другим желаемым значением $\cos\psi$), определить по фиг. 14 либо непосредственно из формулы (47) относительный размер $l' = l/b$ и затем абсолютный размер $l = l'b$, который обеспечивает на номинальной длине волны выбранный режим. После указанного предварительного выбора размеров проводится проверочный расчет волновода в диапазоне длин волн и уточняются его размеры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерюгин Л. Н., Кузнецов М. Г., Вопросы общей теории антенн частотного сканирования, Настоящий сборник.

2. Кузнецов М. Г., Применение и расчет замедляющих систем с двухъярусным расположением ячеек в антеннах частотного сканирования, Настоящий сборник.

3. Кузнецов М. Г., Электродинамический анализ специальных неоднородностей в волноводах, Настоящий сборник.

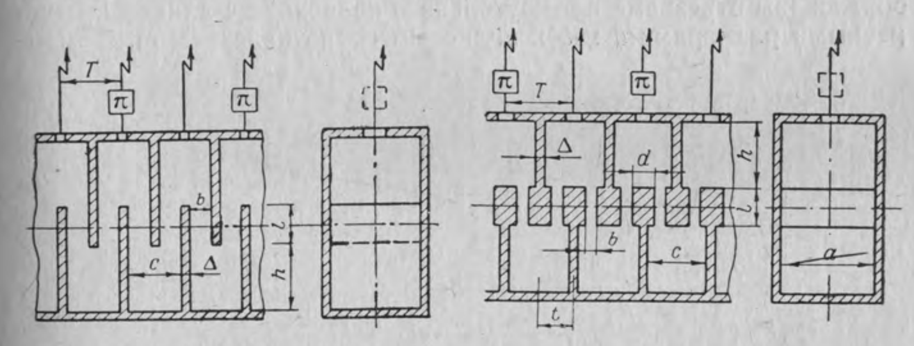
УДК 62-59.001.24 : 621.396.965

Канд. техн. наук *М. Г. КУЗНЕЦОВ*

ПРИМЕНЕНИЕ И РАСЧЕТ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ С ДВУХЪЯРУСНЫМ РАСПОЛОЖЕНИЕМ ЯЧЕЕК В АНТЕННАХ ЧАСТОТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

1. ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМ

Для снижения потерь в антеннах частотного сканирования можно использовать замедляющие системы с двухъярусным расположением ячеек [1] — «встречные смещенные гребенки» (фиг. 1) и «сдвоенная цепочка резонаторов» (фиг. 2), анализируемые ниже. Вторая система отличается от первой дополнительным утолще-

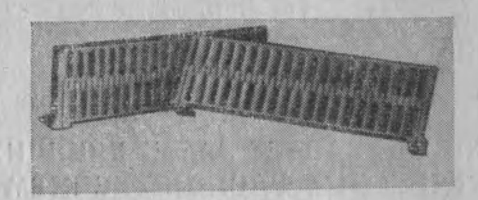


Фиг. 1. Замедляющая система «встречные смещенные гребенки».

Фиг. 2. Замедляющая система «сдвоенная цепочка резонаторов».

нием концов ребер, что увеличивает частотную дисперсию и групповое замедление. Антенные линейки, выполненные на основе таких замедляющих систем, имеют ширину менее длины волны генератора ($a \leqslant \lambda$). При использовании в цепях питания излучателей дополнительных фазовых сдвигов на π *рад* сектор прозрачности лежит в пределах углов излучения $\varphi \approx -90 \div +75°$. Центр сектора прозрачности ориентирован по нормали $\varphi = 0$. Эти системы могут быть изготовлены из цельных металлических брусков путем фрезерования двух симметричных половин-створок, которые сочленяются по плоскости нулевого поперечного тока (см. фиг. 3). При

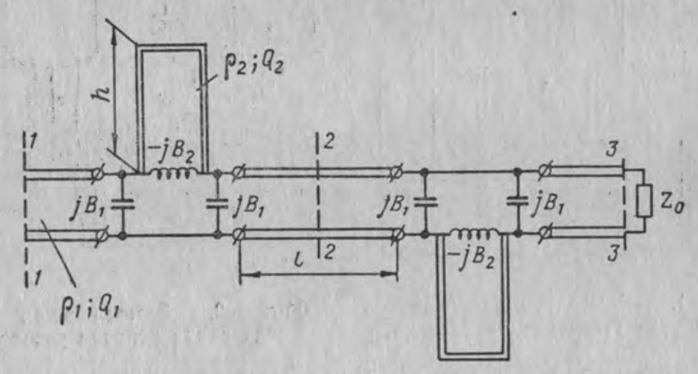
двухъярусном расположении ячейки можно укрупнить до размеров, близких к периоду излучателей $T \approx \lambda/2$, что позволяет увеличить их собственную добротность и добротность системы в целом. В конечном счете это дает возможность снизить потери при заданной углочастотной чувствительности в 3—4 раза по сравнению с ребристыми импедансными системами.



Фиг. 3. Двухстворчатая конструкция замедляющей системы.

2. ОБЩИЙ АНАЛИЗ

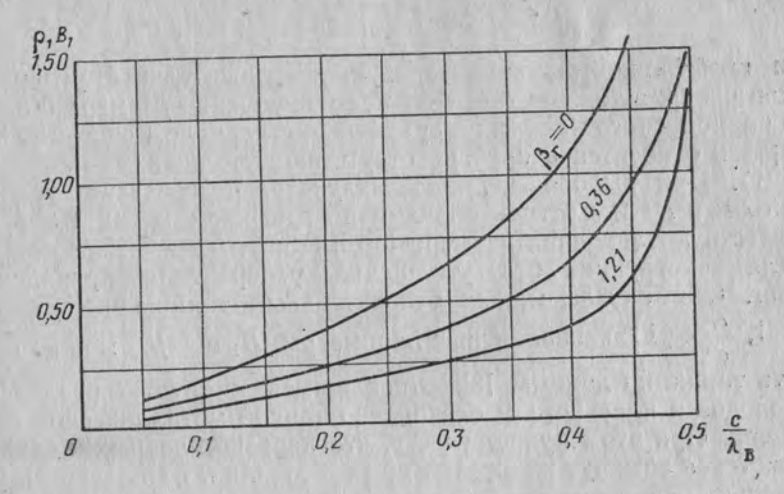
Электродинамические расчеты, выполненные в [2], позволили построить эквивалентные схемы замедляющих систем в виде цепочки четырехполюсников (фиг. 4). Ячейки периодической системы образованы отрезками прямоугольного волновода с длиной l, поперечными размерами a и b и волновым сопротивлением ϱ_1. В цент-



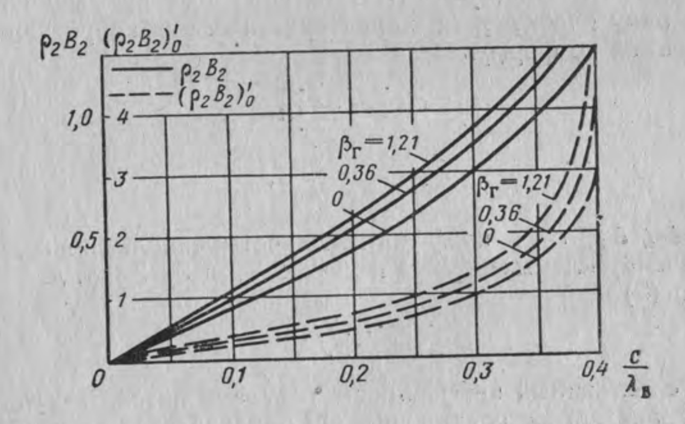
Фиг. 4. Эквивалентная схема периодической замедляющей системы.

ральной части этих отрезков последовательно включены короткозамкнутые волноводные линии длиной h, поперечными размерами a и c и волновым сопротивлением ϱ_2.

Местные возмущения поля у неоднородных участков учитываются параллельными емкостными проводимостями jB_1 и последовательной индуктивной проводимостью $-jB_2$. Их нормированные значения $\varrho_1 B_1$ и $\varrho_2 B_2$ приведены на фиг. 5 и 6 в функции частот-



Фиг. 5. Зависимость нормированной проводимости $\varrho_1 B_1$ параллельного плеча эквивалентной схемы от частотного параметра $c/\lambda_в$.



Фиг. 6. Зависимость параметров $\varrho_2 B_2$ и $(\varrho_2 B_2)_0$ последовательного плеча эквивалентной схемы от частотного параметра $c/\lambda_в$.

ного параметра $c/\lambda_в$ (где $\lambda_в$ — длина волны в волноводе) для трех разных значений геометрического коэффициента

$$\beta_г=\frac{d-\Delta}{2b}=\frac{c-(2b+d)}{2b}. \qquad (1)$$

Этим коэффициентом характеризуется относительное утолщение концов ребер, а также относительное уменьшение размера b основного волноводного канала по сравнению с периодом системы. Кривые $\beta_г=0$ относятся к случаю отсутствия утолщения ребер (см. фиг. 1). При выборе периода излучателей согласно условию $T=16$ *мм* и $\Delta=2$ *мм* трем случаям на графиках $\beta_г=0$; 0,36; 1,21 соответствуют значения размера $b=6$; 3,5; 1,75 *мм*.

Для конструкции без утолщений ребер типа приведенной на фиг. 1, в случае малых относительных толщин перегородок $\left(\frac{d}{c}\ll 1, \frac{\Delta}{c}\ll 1\right)$ эквивалентные параметры jB_1 и $-jB_2$ можно определить также по данным [3], относящимся к случаю разделения волноводов в плоскости E бесконечно тонкой металлической перегородкой. При этом нужно учесть, что неразветвленный волновод с высотой c замкнут накоротко на расстоянии h от плоскости разветвления.

При учете взаимодействия соседних ячеек только на основном типе волны эквивалентная схема системы (см. фиг. 4) может быть проанализирована как цепное соединение четырехполюсников.

В случае перекрестного соединения входных и выходных клемм симметричных ячеек (см. фиг. 4) комплексный коэффициент передачи на одну ячейку $\dot{g}$ и характеристическое сопротивление $\dot{Z}_0$ определяются по формулам

$$\operatorname{ch}\dot{g}=-\dot{a}_{11}, \qquad (2)$$

$$\dot{Z}_0=\sqrt{\frac{\dot{a}_{12}}{\dot{a}_{21}}}, \qquad (3)$$

где $\dot{a}_{11}=\dot{a}_{22}$, $\dot{a}_{12}$, a_{21} — коэффициенты четырехполюсников, заключенных между клеммами 1—1 и 2—2, 2—2 и 3—3 и т. д. Согласно (2)

$$\dot{g}=\dot{g}'+j\pi, \qquad (4)$$

где $\dot{g}'$ — собственный коэффициент передачи ячеек, не учитывающий их перекрестное соединение. Он определяется из условия

$$\operatorname{ch}\dot{g}'=\dot{a}_{11}. \qquad (5)$$

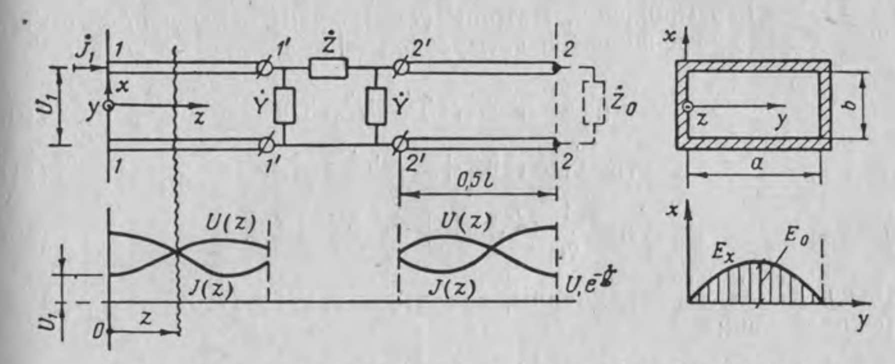
Таким образом, задача состоит в определении коэффициентов $\dot{a}_{11}$, $\dot{a}_{12}$, $\dot{a}_{21}$.

Предварительно найдем их для цепного соединения ячеек, которые образованы отрезками однородной линии передачи с длиной

по $0{,}5l$ и симметричными П-образными четырехполюсниками (фиг. 7). Проводимости $\dot{Y}$ параллельных плеч и сопротивление $\dot{Z}$ последовательного плеча этих четырехполюсников равны

$$\dot{Y}=G+jB_1, \quad \dot{Z}=R+jX, \qquad (6)$$

где G и R — активные составляющие импедансов $\dot{Y}$ и $\dot{Z}$, учитывающие потери в четырехполюснике;
jB_1 и jX — реактивные составляющие.



Фиг. 7. Обобщенная эквивалентная схема одной ячейки системы.

Матрица коэффициентов четырехполюсника для одной ячейки равна

$$[\dot{A}]=\begin{bmatrix}\operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}}{2} & \dot{\varrho}_1\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}}{2}\\ \frac{1}{\dot{\varrho}_1}\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}}{2} & \operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}}{2}\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}1+\dot{Z}\dot{Y} & \dot{Z}\\ \dot{Y}(2+\dot{Z}\dot{Y}) & 1+\dot{Z}\dot{Y}\end{bmatrix}\times$$
$$\times\begin{bmatrix}\operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}}{2} & \dot{\varrho}_1\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}}{2}\\ \frac{1}{\dot{\varrho}_1}\operatorname{sh}\frac{\dot{\vartheta}}{2} & \operatorname{ch}\frac{\dot{\vartheta}}{2}\end{bmatrix}. \qquad (7)$$

Первая и третья матрицы, стоящие в правой части равенства, относятся к однородным линиям передачи с длиной по $0{,}5l$, и вторая матрица — к включенному между линиями четырехполюснику с сосредоточенными параметрами. В них

$$\dot{\vartheta}=(\alpha_в+jk_в)l=\alpha_в l+j\theta_1, \qquad (8)$$

где $\dot{\vartheta}$ — комплексный коэффициент передачи вдоль волновода с поперечным сечением $a\times b$ и длиной l;
$\alpha_в$ — погонное затухание в волноводе;

$k_в$ — постоянная распространения в волноводе;

θ_1 — электрическая длина волноводных линий, соединяющих соседние П-образные четырехполюсники.

Волновое сопротивление волновода при наличии потерь

$$\dot{\varrho}_1=\varrho_1\left(1-j\frac{\alpha_в}{k_в}\right)=\varrho_1\left(1-j\frac{\alpha_в l}{\theta_1}\right), \tag{9}$$

где ϱ_1 — сопротивление при отсутствии потерь.

После перемножения матриц (7) получим следующие выражения для коэффициентов четырехполюсника:

$$\dot{a}_{11}=\dot{a}_{22}=\dot{K}_1\operatorname{ch}\dot{\vartheta}+\dot{K}_2\operatorname{sh}\dot{\vartheta}, \tag{10}$$

$$\dot{a}_{12}=\dot{\varrho}_1(\dot{K}_1\operatorname{sh}\dot{\vartheta}+\dot{K}_2\operatorname{ch}\dot{\vartheta}+\dot{K}_3), \tag{11}$$

$$\dot{a}_{21}=\frac{1}{\dot{\varrho}_1}(\dot{K}_1\operatorname{sh}\dot{\vartheta}+\dot{K}_2\operatorname{ch}\dot{\vartheta}-\dot{K}_3). \tag{12}$$

Здесь $\dot{K}_1$, $\dot{K}_2$, $\dot{K}_3$ — величины, характеризующие П-образный четырехполюсник:

$$\dot{K}_1=1+\dot{Z}\dot{Y}, \tag{13}$$

$$\dot{K}_2=\frac{\dot{Z}}{2\dot{\varrho}_1}+\dot{\varrho}_1\dot{Y}\left(1+\frac{\dot{Z}\dot{Y}}{2}\right), \tag{14}$$

$$\dot{K}_3=\frac{\dot{Z}}{2\dot{\varrho}_1}-\dot{\varrho}_1\dot{Y}\left(1+\frac{\dot{Z}\dot{Y}}{2}\right). \tag{15}$$

Коэффициент передачи на ячейку

$$\dot{g}'=\alpha_1+j\psi, \tag{16}$$

где α_1 — коэффициент затухания;

ψ — фазовый сдвиг на ячейку.

После подстановки в правую часть равенства (5) выражений (10), (13) и (14) и разделения действительных и мнимых частей получим

$$\operatorname{ch}\alpha_1\cos\psi=[\operatorname{Re}(\dot{K}_1\operatorname{ch}\alpha_в l+\dot{K}_2\operatorname{sh}\alpha_в l)]\cos\theta_1-$$

$$-[\operatorname{Im}(\dot{K}_2\operatorname{ch}\alpha_в l+\dot{K}_1\operatorname{sh}\alpha_в l)]\sin\theta_1, \tag{17}$$

$$\operatorname{sh}\alpha_1\sin\psi=[\operatorname{Im}(\dot{K}_1\operatorname{ch}\alpha_в l+\dot{K}_2\operatorname{sh}\alpha_в l)]\cos\theta_1+$$

$$+[\operatorname{Re}(\dot{K}_2\operatorname{ch}\alpha_в l+\dot{K}_1\operatorname{sh}\alpha_в l)]\sin\theta_1. \tag{18}$$

В соответствии с выражениями (6), (9), а также (13), (14), (15) имеем

$$\operatorname{Re}\dot{K}_1=1+RG-XB_1, \tag{19}$$

$$\operatorname{Im}\dot{K}_1=RB_1+GX, \tag{20}$$

$$\operatorname{Re}\dot{K}_2=\left(\frac{R}{2\varrho_1}-\frac{\alpha_в l}{\theta_1}\frac{X}{2\varrho_1}\right)+\varrho_1\left[\left(G+\frac{\alpha_в l}{\theta_1}B_1\right)\left(1-\frac{RG-XB_1}{2}\right)-\right.$$

$$\left.-\left(B_1-G\frac{\alpha_в l}{\theta_1}\right)\left(\frac{RB_1+XG}{2}\right)\right], \tag{21}$$

$$\operatorname{Im}\dot{K}_2=\left(\frac{X}{2\varrho_1}+\frac{\alpha_в l}{\theta_1}\frac{R}{2\varrho_1}\right)+\varrho_1\left[\left(G+\frac{\alpha_в l}{\theta_1}B_1\right)\left(\frac{RB_1+GX}{2}\right)+\right.$$

$$\left.+\left(B_1-G\frac{\alpha_в l}{\theta_1}\right)\left(1+\frac{RG-XB_1}{2}\right)\right]. \tag{22}$$

Эти соотношения упрощаются, если считать, что относительные потери в ячейке малы.

При составлении дисперсионного уравнения потерями можно пренебречь. Полагая, что

$$\alpha_1=\alpha_в=R=G=0, \tag{23}$$

из выражения (17) имеем

$$\cos\psi=(1-XB_1)\cos\theta_1-\left[\frac{X}{2\varrho_1}+\varrho_1B_1\left(1-\frac{XB_1}{2}\right)\right]\sin\theta_1. \tag{24}$$

Это уравнение справедливо в полосах прозрачности системы. В полосах запирания обычно $\alpha_1\neq0$, и нужно пользоваться точным выражением (17).

Формула (24) неоднозначна относительно ψ. Однако, требуя чтобы $\psi\to\theta_1$ при $B_1\to0$ и $X\to0$, получим

$$\psi=\arccos\left[(-1)^n\left\{(1-XB_1)\cos\theta_1-\right.\right.$$

$$\left.\left.-\left[\frac{X}{2\varrho_1}+\varrho_1B_1\left(1-\frac{XB_1}{2}\right)\right]\sin\theta_1\right\}\right]+n\pi, \tag{25}$$

где n — целое число, удовлетворяющее неравенству

$$\frac{1}{\pi}\left\{\theta_1-\operatorname{arcctg}\left[-\frac{1-(\varrho_1B_1)^2}{2\varrho_1B_1}\right]\right\}<n<\frac{1}{\pi}\times$$

$$\times\left\{\theta_1-\operatorname{arcctg}\left[-\frac{1-(\varrho_1B_1)^2}{2\varrho_1B_1}\right]\right\}+1. \tag{26}$$

При нахождении коэффициента затухания α_1 можно воспользоваться следующими приближениями:

$$\alpha_1 \ll 1, \quad \operatorname{ch}\alpha_1 \simeq 1, \quad \operatorname{sh}\alpha_1 \simeq \alpha_1, \tag{27}$$

а также

$$\left.\begin{aligned} &\alpha_в l \ll 1, \quad \operatorname{ch}\alpha_в l \simeq 1, \quad \operatorname{sh}\alpha_в l \simeq \alpha_в l, \\ &\frac{R}{\varrho_1} \ll 1, \quad \varrho_1 G \ll 1. \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

При этом из выражения (18) после преобразований получаем

$$\alpha_1 = \alpha_в l \frac{\left\{\begin{aligned} &(1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 - \\ &\quad - \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\frac{\sin\theta_1}{\theta_1} \end{aligned}\right\}}{\sin\psi} +$$

$$+ \frac{R}{2\varrho_1}\,\frac{[1 - (\varrho_1 B_1)^2]\sin\theta_1 + 2\varrho_1 B_1\cos\theta_1}{\sin\psi} +$$

$$+ \varrho_1 G\,\frac{(1 - XB_1)\sin\theta_1 + \dfrac{X}{\varrho_1}\cos\theta_1}{\sin\psi}. \tag{29}$$

Формула (29), как и предыдущие, справедлива лишь в полосах прозрачности системы. При запирании исходные условия (27) не имеют места.

Формулы (25) и (29) позволяют определить фазовое замедление и погонное затухание волны в системе. Если учесть, что протяженность одной ячейки вдоль направления распространения волны составляет $t = T/2$ (см. фиг. 1 и 2), то фазовое замедление и погонные потери составят

$$\gamma = \frac{\psi}{kt} = \frac{l}{t}\,\frac{k_в}{k}\,\frac{\psi}{\theta_1} = \gamma_г \gamma_в \gamma_н, \tag{30}$$

$$\alpha = \frac{\alpha_1}{t}, \tag{31}$$

где

$k = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ — постоянная распространения в свободном пространстве;

$\gamma_г = \dfrac{l}{t}$ — геометрическое замедление;

$\gamma_в = \dfrac{\lambda}{\lambda_в} = \sqrt{1 - \left(\dfrac{\lambda}{2a}\right)^2}$ — фазовое замедление в регулярном прямолинейном волноводе;

$\gamma_н$ — замедление, обусловленное отражениями от неоднородностей.

Найдем групповое замедление волны:

$$\gamma_{гр} = \left[\frac{\dfrac{d\psi}{d\omega}}{\dfrac{t}{c_0}}\right], \tag{32}$$

где ω — круговая частота;

c_0 — скорость света;

$d\psi/d\omega$ — время прохождения сигнала через одну ячейку;

$\dfrac{t}{c_0}$ — время прохождения пути t свободной волной.

Дифференцируя (24), в конечном счете получим

$$\gamma_{гр} = \gamma_г \gamma_{гр.в}\left(\frac{f_1 + f_2 + f_3}{\sin\psi}\right). \tag{33}$$

В этом выражении

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= (1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 + \\ &\quad + \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\frac{\sin\theta_1}{\theta_1}; \\ f_2 &= \frac{1}{2\theta_1}\,\frac{\omega\dfrac{dX}{d\omega}}{\varrho_1}\{[1 - (\varrho_1 B_1)^2]\sin\theta_1 + 2\varrho_1 B_1\cos\theta_1\}; \\ f_3 &= \frac{\varrho_1\omega\dfrac{dB_1}{d\omega}}{\theta_1}\left[(1 - XB_1)\sin\theta_1 + \frac{X}{\varrho_1}\cos\theta_1\right]; \end{aligned}\right\} \tag{34}$$

$\gamma_{гр.в} = \dfrac{\lambda_в}{\lambda}$ — групповое замедление в регулярном прямолинейном волноводе.

Характеристическое сопротивление Z_0 можно определить из (3). В приближении (23), справедливом для полос прозрачности, имеем

$$Z_0' = \sqrt{\frac{\begin{aligned}&(1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 + \\ &\quad + \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\end{aligned}}{\begin{aligned}&(1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 - \\ &\quad - \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\end{aligned}}} =$$

$$= \frac{\sin\psi}{(1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 - \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1\left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]} =$$

$$= \frac{\left\{ \begin{array}{l} (1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1 \left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 + \\ \qquad + \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1 \left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right] \end{array} \right\}}{\sin\psi}, \tag{35}$$

где $Z_0' = \frac{Z_0}{\varrho_1}$ — нормированное характеристическое сопротивление.

Коэффициент отражения от входа ячеек по току Γ_0, а также коэффициент бегущей волны в волноводе n_0 в режиме, когда система на конце нагружена на характеристическое сопротивление Z_0, могут быть найдены по общим формулам

$$\Gamma_0 = \frac{1 - Z_0'}{1 + Z_0'}, \quad n_0 = \left\{ \begin{array}{ll} Z_0' & \text{при} \quad Z_0' < 1, \\ \frac{1}{Z_0'} & \text{при} \quad Z_0' > 1. \end{array} \right\} \tag{36}$$

Найдем добротность системы Q. Для этого подставим в известное общее выражение

$$\alpha = \frac{\pi}{Q\lambda}\gamma_{\text{гр}} \tag{37}$$

формулы (29) и (33) и решим равенство относительно Q. После преобразований имеем

$$\frac{1}{Q} = \frac{w_1}{Q_1} + \frac{w_2}{Q_2} + \frac{w_3}{Q_3}. \tag{38}$$

Здесь

$$w_1 = \frac{f_1}{f_1 + f_2 + f_3}, \quad w_2 = \frac{f_2}{f_1 + f_2 + f_3}, \quad w_3 = \frac{f_3}{f_1 + f_2 + f_3}, \tag{39}$$

$$Q_1 = Q_{\text{в}} \frac{\left\{ \begin{array}{l} (1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1 \left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 + \\ \qquad + \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1 \left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right] \frac{\sin\theta_1}{\theta_1} \end{array} \right\}}{\left\{ \begin{array}{l} (1 - XB_1)\sin\theta_1 + \left[\frac{X}{2\varrho_1} + \varrho_1 B_1 \left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right]\cos\theta_1 - \\ \qquad - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2 \left[\frac{X}{2\varrho_1} - \varrho_1 B_1 \left(1 - \frac{XB_1}{2}\right)\right] \frac{\sin\theta_1}{\theta_1} \end{array} \right\}}, \tag{40}$$

$$Q_2 = \frac{\omega \frac{dX}{d\omega}}{2R}, \tag{41}$$

$$Q_3 = \frac{\omega \frac{dB_1}{d\omega}}{2G}. \tag{42}$$

При этом собственная добротность регулярного волновода

$$Q_{\text{в}} = \frac{b}{\delta} \frac{1}{1 + \frac{2b}{a}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \tag{43}$$

где δ — глубина проникновения поля в металл.

Величина Q_1 представляет собой добротность двух отрезков волновода с длиной по $0{,}5l$ с учетом отражений основной волны в волноводе от неоднородностей.

Величины Q_2 и Q_3 определяют добротности последовательного плеча $\dot{Z}$ и параллельных плеч $\dot{Y}$ П-образного четырехполюсника, приведенного на фиг. 7. Действительно, по определению добротность равна

$$Q_2 = \frac{\omega W_2}{P_{\text{п}2}}, \quad Q_3 = \frac{\omega W_3}{P_{\text{п}3}}, \tag{44}$$

где W_2, W_3 — электромагнитная энергия, накопленная в элементах $\dot{Z}$ и $\dot{Y}$;

$P_{\text{п}2}$ и $P_{\text{п}3}$ — расходуемая в элементах $\dot{Z}$ и $\dot{Y}$ мощность потерь.

Но

$$W_2 = \frac{1}{4}\frac{dX}{d\omega} J_{\dot{Z}}^2; \quad W_3 = \frac{1}{4}\frac{dB_1}{d\omega} U_{\dot{Y}}^2, \tag{45}$$

где $J_{\dot{Z}}$, $U_{\dot{Y}}$ — амплитуды тока и напряжения на элементах $\dot{Z}$ и $\dot{Y}$.

Мощность потерь

$$P_{\text{п}2} = \frac{1}{2} RJ_{\dot{Z}}^2; \quad P_{\text{п}3} = \frac{1}{3} GU_{\dot{Y}}^2. \tag{46}$$

Подставляя формулы (45) и (46) в выражения (44), получим искомые равенства (41) и (42).

Коэффициенты w_1, w_2, w_3 в формуле (38) составляют доли электромагнитной энергии из общей энергии ячейки, запасенные соответственно в отрезках регулярного волновода и в элементах $\dot{Z}$ и $\dot{Y}$. Так, если учесть, что

$$\gamma_{\text{гр}} = \frac{c_0 W}{P}, \tag{47}$$

где P — переносимая вдоль системы мощность;

W — полная накопленная на единице длины системы энергия,

и если сравнить выражения (47) и (33), то приходим к выводу о том, что коэффициенты f_1, f_2, f_3 в формуле (33) и коэффициенты w_1, w_2, w_3 пропорциональны соответствующим накопленным энергиям W_1, W_2, W_3.

Рассмотрим структуру поля в волноводе, а также амплитуды тока и напряжения на последовательном и параллельном элементах схемы $\dot{Z}$ и $\dot{Y}$. В сечении z на фиг. 7 последние определяются через входные напряжение и ток:

$$\begin{bmatrix} \dot{U}(z) \\ J(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos k_{\text{в}} z & -j\varrho_1 \sin k_{\text{в}} z \\ -\frac{j}{\varrho_1} \sin k_{\text{в}} z & \cos k_{\text{в}} z \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{U}_1 \\ \dot{J}_1 \end{bmatrix}. \quad (48)$$

Первая матрица в правой части равенства представляет обратную матрицу идеальной однородной линии передачи с длиной z. (При этом влиянием потерь на структуру поля в одной ячейке пренебрегаем). Учитывая, что $\dot{J}_1 = U_1/Z_0$, получим

$$\left.\begin{aligned} \dot{U}(z) &= U_1\left(\cos k_{\text{в}} z - j\frac{\varrho_1}{Z_0}\sin k_{\text{в}} z\right); \\ \dot{J}(z) &= \frac{U_1}{\varrho_1}\left(-j\sin k_{\text{в}} z + \frac{\varrho_1}{Z_0}\cos k_{\text{в}} z\right). \end{aligned}\right\} \quad (49)$$

Эффективные по сечению напряжение U, ток J и волновое сопротивление ϱ_1 для регулярного волновода определяются формулами

$$\left.\begin{aligned} U &= \frac{E_x b}{\sqrt{2}}; \quad J = \frac{H_y a}{\sqrt{2}}; \\ \varrho_1 &= \frac{U}{J} = \frac{b}{a}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,\frac{1}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}, \end{aligned}\right\} \quad (50)$$

где μ_0 и ε_0 — магнитная и электрическая проницаемости воздуха;

H_y и $E_x = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, H_y \sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}$ — максимальные напряженности компонент магнитного и электрического полей по осям y и x в волноводе в центре широкой стенки (см. фиг. 7).

В волноводе с неоднородностями компонента поля $\dot{E}_x$ распределена по координате z, так же как напряжение $\dot{U}(z)$, и компонента $\dot{H}_y(z)$ так же, как ток $\dot{J}(z)$. Распределение вдоль волновода компоненты $\dot{H}_z(z)$ совпадает с распределением $\dot{E}_x(z)$ и $\dot{U}(z)$.

Учитывая известную структуру поля в поперечном сечении волновода и зависимости (49), получим

$$\left.\begin{aligned} \dot{E}_x &= E_1 \sin\frac{\pi y}{a}\left(\cos k_{\text{в}} z - j\frac{\varrho_1}{Z_0}\sin k_{\text{в}} z\right); \\ \dot{H}_y &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}\, E_1 \sin\frac{\pi y}{a}\left(\frac{\varrho_1}{Z_0}\cos k_{\text{в}} z - j\sin k_{\text{в}} z\right); \\ \dot{H}_Z &= -j\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\,\frac{\lambda}{2a}\, E_1 \cos\frac{\pi y}{a}\left(\cos k_{\text{в}} z - j\frac{\varrho_1}{Z_0}\sin k_{\text{в}} z\right), \end{aligned}\right\} \quad (51)$$

где E_1 — максимальная напряженность электрического поля в центре волновода на входе ячейки.

Квадрат амплитуды напряжения на параллельном элементе $\dot{Y}$ согласно уравнениям (49)

$$U_{\dot{Y}}^2 = U_1^2 \frac{\varrho_1}{Z_0}\left(\frac{Z_0}{\varrho_1}\cos^2\frac{\theta_1}{2} + \frac{\varrho_1}{Z_0}\sin^2\frac{\theta_1}{2}\right).$$

Квадрат напряжения на последовательном элементе $\dot{Z}$

$$U_{\dot{Z}}^2 = U_1^2\left(\frac{X}{\varrho_1}\right)^2 \frac{\varrho_1}{Z_0}\left[\frac{\varrho_1}{Z_0}\left(\cos\frac{\theta_1}{2} - \varrho_1 B_1 \sin\frac{\theta_1}{2}\right)^2 + \right.$$
$$\left. + \frac{Z_0}{\varrho_1}\left(\sin\frac{\theta_1}{2} + \varrho_1 B_1 \cos\frac{\theta_1}{2}\right)^2\right].$$

При подстановке в последние выражения формул (35) имеем

$$U_{\dot{Y}}^2 = U_1^2 \frac{\varrho_1}{Z_0}\,\frac{(1-XB)\sin\theta_1 + \frac{X}{\varrho_1}\cos\theta_1}{\sin\psi}, \quad (52)$$

$$U_{\dot{Z}}^2 = U_1^2 \frac{\varrho_1}{Z_0}\left(\frac{X}{\varrho_1}\right)^2 \frac{[1-(\varrho_1 B_1)^2]\sin\theta_1 + 2\varrho_1 B_1 \cos\theta_1}{\sin\psi}. \quad (53)$$

Полезно отметить, что на границах полос запирания вследствие уменьшения $\sin\psi$ в знаменателях формул (52) и (53) напряжения $U_{\dot{Y}}$ и $U_{\dot{Z}}$ резко возрастают.

Предельную мощность можно найти из общего выражения

$$P = \frac{U_1^2}{2Z_0}, \quad (54)$$

в которое вместо U_1 необходимо подставить предельное напряжение на входе ячейки $U_{1\text{пр}}$. Последнее лимитировано допустимой напряженностью поля $E_{\text{пр}}$ в пучности электрического поля в волноводе, а также предельными значениями напряжений на элементах $\dot{Y}$ и $\dot{Z}$. Соответственно имеем три значения предельной мощности,

истинным из которых является минимальное. Мощность, лимитируемая электрической прочностью в пучностях:

$$P_{\text{пр}1}=P_{\text{пр.в}}\, n_0, \tag{55}$$

где n_0 — к. б. в. в волноводе;

$P_{\text{пр.в}}$ — предельная мощность регулярного согласованного волновода:

$$P_{\text{пр.в}}=\frac{U^2_{\text{пр}}}{2\varrho_1}=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\, E^2_{\text{пр}}\, ab\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}. \tag{56}$$

Предельные напряжения $U_{1\text{пр}}$, лимитированные пробоем элементов $\dot{Y}$ и $\dot{Z}$, можно определить из выражений (52) и (53). Вместо $U_{\dot{Y}}$ и $U_{\dot{Z}}$ в них необходимо подставить предельные допустимые значения $U_{\dot{Y}\,\text{пр}}$, $U_{\dot{Z}\,\text{пр}}$, которые определяются внутренней структурой элементов Y и $\dot{Z}$.

Выше были охарактеризованы свойства волновода, периодически нагруженного на симметричные П-образные четырехполюсники (см. фиг. 7). Для распространения полученных зависимостей на системы, изображенные на фиг. 1 и 2, необходимо подставить в них значения импедансов $\dot{Y}$ и $\dot{Z}$. В соответствии с [2] проводимость $\dot{Y}$ зависит от емкостных полей рассеяния с краев ребер на боковые стенки. Заполнение системы считаем воздушным, поэтому емкостные потери в элементе $\dot{Y}$ отсутствуют. Отсюда $G=0$, $\dot{Y}=jB_1$ (см. фиг. 4). При этом $Q_3=\infty$. Производную $dB_1/d\omega$ можно найти из графиков, приведенных на фиг. 5. Однако приближенно

$$\varrho_1\omega\frac{dB_1}{d\omega}\simeq\varrho_1 B_1. \tag{57}$$

Сопротивление $\dot{Z}$ образовано параллельным соединением индуктивной проводимости $-jB_2$ и короткозамкнутого волновода длиной h, поперечным сечением $a\times c$ и волновым сопротивлением (см. фиг. 6)

$$\varrho_2=\frac{c}{b}\varrho_1. \tag{58}$$

При этом

$$\frac{X}{\varrho_2}=\frac{1}{\operatorname{ctg}\theta_2+\varrho_2 B_2}, \tag{59}$$

где $\theta_2=k_{\text{в}}h$. Путем дифференцирования можно получить

$$\frac{1}{2\theta_1}\,\frac{\omega\frac{dX}{d\omega}}{\varrho_1}=\frac{1}{2}\,\frac{ch}{bl}\left(\frac{X}{\varrho_2}\right)^2\times$$

$$\times\left[\frac{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\frac{\sin 2\theta_2}{2\theta_2}}{\sin^2\theta_2}-\frac{(\varrho_2B_2)'_0+\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\varrho_2B_2}{\theta_2}\right], \tag{60}$$

где $(\varrho_2B_2)'$ — производная, приведенная на графике фиг. 6:

$$(\varrho_2B_2)'_0=\frac{c}{\lambda_{\text{в}}}\,\frac{d(\varrho_2B_2)}{d\left(\frac{c}{\lambda_{\text{в}}}\right)}. \tag{61}$$

Добротность двухполюсника $\dot{Z}$ близка к добротности короткозамкнутого волновода, которая равна

$$Q_2=\frac{c}{\delta}\,\frac{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\frac{\sin 2\theta_2}{2\theta_2}}{\left[1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\frac{\sin 2\theta_2}{2\theta_2}\right]+\frac{2c}{a}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\left(1-\frac{\sin 2\theta_2}{2\theta_2}\right)+\frac{c}{h}\left[1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]}. \tag{62}$$

Обычно $2\theta_2$ заметно больше единицы. Поэтому

$$Q\approx\frac{c}{\delta}\,\frac{1}{1+\frac{2c}{a}\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2+\frac{c}{h}\left[1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2\right]}. \tag{63}$$

Так как в формуле (38) $Q_2>Q_1$, то для увеличения добротности системы необходимо увеличить долю энергии в короткозамкнутом волноводе w_2. Для этого нужно увеличить коэффициент f_2 в (39), что в свою очередь можно получить путем увеличения отношения ch/bl в формулах (34) и (60).

Рассмотрим предельно допустимые напряжения на проводимостях $\dot{Y}=jB$ и сопротивлении $\dot{Z}$.

Напряжение на проводимости $\dot{Y}=jB$ равно

$$U_{\dot{Y}\,\text{пр}}=\frac{U_{\text{в. пр}}}{q_E}, \tag{64}$$

где $U_{\text{в. пр}}=\frac{E_{\text{пр}}b}{\sqrt{2}}$ — предельное напряжение в регулярном волноводе (эффективное по сечению);

$E_{\text{пр}}$ — предельная напряженность;

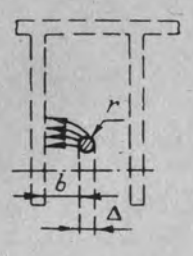
q_E — коэффициент концентрации поля E на концах ребер.

Наименьшее значение он имеет в случае, когда концы ребер скруглены максимально возможными радиусами кривизны $r=0{,}5\Delta$ и $r=0{,}5d$, как показано на фиг. 8 и 9. Значения q_E могут быть найдены из рассмотрения соответствующих электростатических задач. Для конструкции, приведенной на фиг. 8, можно воспользоваться аналогией с заряженным цилиндром над плоскостью. При этом

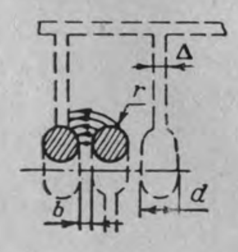
$$q_E=\frac{\sqrt{1+2\alpha_{\text{г}}}}{\alpha_{\text{г}}\ln\left[\frac{\sqrt{1+2\alpha_{\text{г}}}+1}{\sqrt{1+2\alpha_{\text{г}}}-1}\right]}, \tag{65}$$

где $\alpha_{\text{г}}=\Delta/2b$ — геометрический коэффициент, характеризующий относительную толщину ребер.

Для конструкции, приведенной на фиг. 9, возможна аналогия с двумя заряженными цилиндрами; q_E также можно найти из выражения (65), считая, однако, что $\alpha_г = d/b$.



Фиг. 8. Картина поля у кромки ребра. Аналогия с заряженным цилиндром над плоскостью.



Фиг. 9. Картина поля у кромки ребра. Аналогия с двумя заряженными цилиндрами.

Напряжение $U_{\dot{Z}\,пр}$ лимитируется электрической прочностью в пучностях электрического поля внутри короткозамкнутых волноводов. Напряжение в пучностях

$$U_{пуч} = \frac{E_{пуч} c}{\sqrt{2}} = \frac{U_{\dot{Z}}}{\sin\theta_2},$$

откуда, полагая $E_{пуч} = E_{пр}$, имеем

$$U_{\dot{Z}\,пр} = \frac{E_{пр} c}{\sqrt{2}} \sin\theta_2. \tag{66}$$

Рассмотрим излучение из системы, считая, что излучающие щели прорезаны в торцах верхнего ряда короткозамкнутых волноводов. По торцам текут лишь продольные токи, параллельные оси антенны, и щели необходимо наклонить к продольной оси системы. Для введения дополнительного фиксированного фазового сдвига на π углы наклона должны быть знакочередующимися. Полный ток по торцу

$$J_{торц} = J_{пуч} = \frac{U_{пуч}}{\varrho_2} = \frac{U_{\dot{Z}}}{\varrho_2 \sin\theta_2}, \tag{67}$$

где $U_{\dot{Z}}$ можно найти из формулы (53). Предположим, что ток, протекающий через щель и приведенный к его центру, равен

$$J_{щ} = J_{пуч}\, q_i, \tag{68}$$

где q_i — коэффициент связи щели с системой по току (последний зависит от угла наклона и положения щелей относительно плоскости симметрии $y = 0{,}5a$). Этот ток возбуждает напряжение в щели

$$U_{щ} = \frac{J_{щ}}{\dot{Y}_{щ}}, \tag{69}$$

что приводит к излучению мощности

$$\Delta P_{изл} = \frac{1}{2} G'_{щ} U^2_{щ} = \frac{1}{2} \frac{G'_{щ}}{G^2_{щ} + B^2_{щ}} J^2_{щ}. \tag{70}$$

В этих соотношениях

$\dot{Y}_{щ} = G_{щ} + jB_{щ}$ — полная проводимость щели;

$G_{щ}$, $B_{щ}$ — активная и реактивная компоненты проводимости;

$G'_{щ}$ — внешняя активная проводимость.

Коэффициент погонного излучения из системы

$$\alpha_i = \frac{1}{T} \frac{\Delta P_{изл}}{2P}, \tag{71}$$

где P — переносимая вдоль системы мощность, определяемая по (54).

Если подставить зависимости (70) и (54) в (71), то получим

$$\alpha_i = \frac{1}{2T} \frac{G'_{щ}}{\varrho_1 \left(G^2_{щ} + B^2_{щ}\right)} \frac{1}{\sin^2\theta_2} \left(\frac{q_i}{\operatorname{ctg}\theta_2 + \varrho_2 B_2}\right)^2 \times \\ \times \frac{[1 - (\varrho_1 B_1)^2] \sin\theta_1 + 2\varrho_1 B_1 \cos\theta_1}{\sin\psi}. \tag{72}$$

3. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА

Рассмотрим примеры применения систем с двухъярусным расположением ячеек в качестве антенн. Угол излучения антенны определяется соотношением

$$\sin\varphi = \frac{2\psi - 2\psi_0}{kT}, \tag{73}$$

где $\psi_0 = \frac{\pi}{2} + n\pi$.

Углочастотная чувствительность

$$\frac{d\varphi}{\left(\frac{df}{f}\right)} = \frac{1}{\cos\varphi} (\gamma_{гр} - \sin\varphi), \tag{74}$$

где f — частота генератора.

Расчет антенны наиболее прост, если связь с замедляющей системой для всех щелей одинакова. При этом распределение излученной мощности по раскрыву антенны будет экспоненциальным.

В этом случае к. п. д. линейной антенны η и коэффициент использования раскрыва χ

$$\eta = [1 - e^{-2(\alpha+\alpha_i)L}] \frac{\alpha_i}{\alpha+\alpha_i}, \tag{75}$$

$$\chi = \frac{\text{th}\,[0{,}5(\alpha+\alpha_i)L]}{0{,}5(\alpha+\alpha_i)L},$$

где L — длина антенны.

Коэффициент направленного действия и коэффициент усиления антенны определяются формулами

$$\text{к. н. д.} \simeq 2\pi \frac{L}{\lambda} \chi \cos\varphi, \quad \text{к. у} = \text{к. н. д.}\ \eta. \tag{76}$$

Множитель решетки диаграммы направленности (по мощности) $F^2(\varphi')$ определяется выражением

$$F^2(\varphi') = \frac{[(\alpha+\alpha_i)L]^2}{\text{ch}\,[(\alpha+\alpha_i)L]-1} \times$$

$$\times \frac{\text{ch}\,[(\alpha+\alpha_i)L] - \cos[kL(\sin\varphi - \sin\varphi')]}{[(\alpha+\alpha_i)L]^2 + [kL(\sin\varphi - \sin\varphi')]^2}, \tag{77}$$

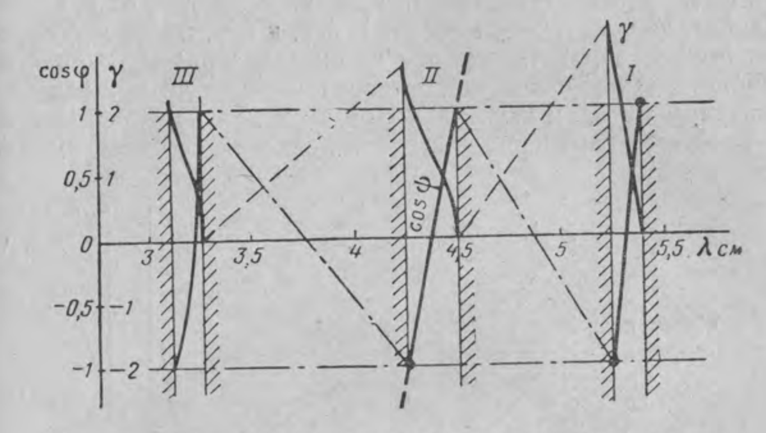
в котором углы φ и φ' задают направление главного максимума диаграммы направленности антенны и текущее направление в пределах этой диаграммы, отсчитываемые от нормали. Для обеспечения максимума коэффициента усиления коэффициент q_i в выражении (72) должен быть подобран таким образом, чтобы на номинальной длине волны, соответствующей излучению по нормали (либо другому желаемому направлению), было удовлетворено равенство

$$\alpha_i L \simeq 1{,}25. \tag{78}$$

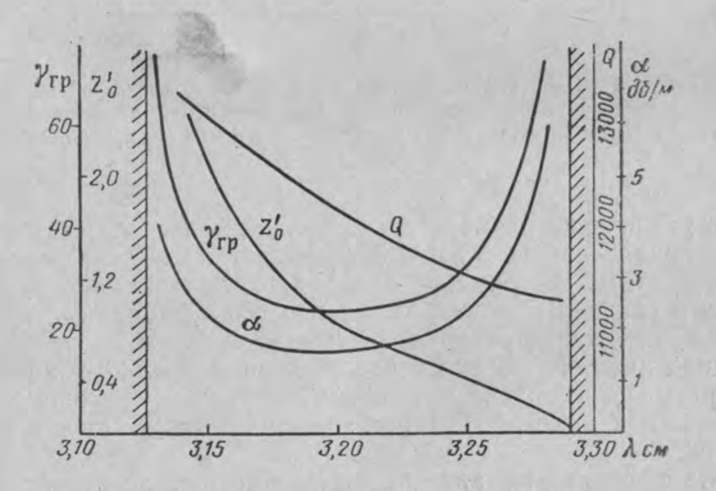
Для получения высокой углочастотной чувствительности до 20° на процент изменения частоты при умеренных потерях была рассчитана антенна, выполненная на базе сдвоенной цепочки резонаторов (см. фиг. 2) со следующими размерами: $T=16$, $\Delta=2$, $c=14$, $h=40$, $l=10$, $a=27$ и $b=1{,}75$ *мм*. Длина антенны $L=2$ *мм*. Номинальная длина волны, соответствующая центру сектора сканирования, $\lambda=3{,}2$ *см*.

На фиг. 10 приведены дисперсионные кривые $\cos\psi$ и γ, характеризующие общее расположение полос прозрачности системы в широком диапазоне изменений λ. Видно, что в интервале $\lambda = 3 \div 5{,}5$ *см* имеется три полосы прозрачности, в которых $|\cos\psi| < 1$.

На фиг. 11 приведены значения $\dot{Z}_0'$, $\gamma_{\text{гр}}$, Q и α (при удельной проводимости стенок $\sigma = 5{,}8 \cdot 10^7$ *мо/м*) в рабочей полосе прозрачности III, включающей волну $\lambda=3{,}2$ *см*. Как видно, групповое замедление и затухание на границах полосы прозрачности резко воз-



Фиг. 10. Общее расположение полос прозрачности и запирания для системы «сдвоенная цепочка резонаторов» с размерами $T=16$, $c=14$, $\Delta=2$, $l=10$, $h=40$, $a=27$, $b=1{,}75$ *мм*.

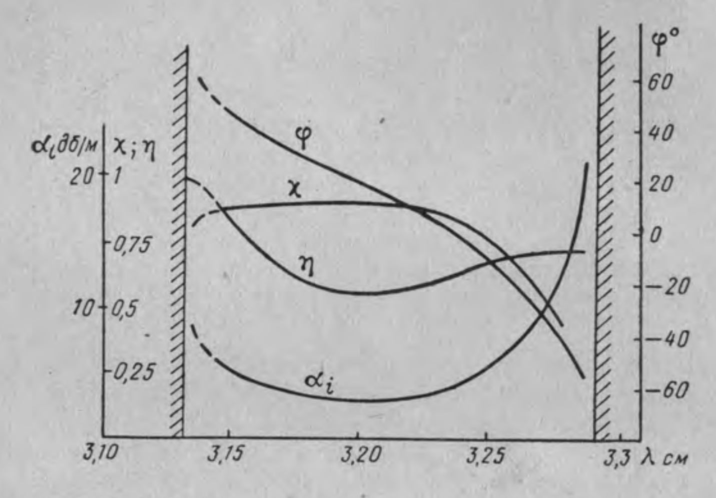


Фиг. 11. Зависимость величин Z_0', $\gamma_{\text{гр}}$, Q, α от длины волны в третьей полосе прозрачности для системы с размером $T=16$, $c=14$, $\Delta=2$, $l=10$, $h=40$, $a=27$, $b=1{,}75$ *мм*.

растают. Добротность остается монотонной функцией λ, лежащей в интервале $Q = 11 \div 13$ тыс. Это позволяет иметь умеренные потери $\alpha \approx 2{,}5$ *дб/м*.

На фиг. 12 даны зависимости величин α_i, χ, η, φ от λ.

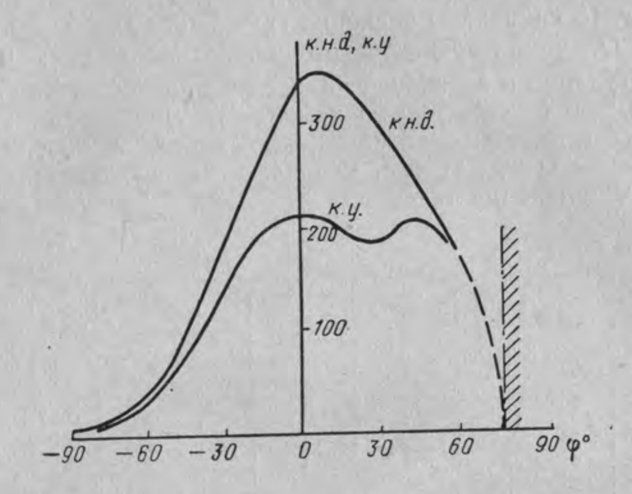
На фиг. 13 показано изменение к. н. д. и к. у. по сектору сканирования. Можно отметить, что при ширине диаграммы направленности порядка 1° получены удовлетворительные к. п. д. и к. у. линейной антенны $\eta \approx 0{,}6$ и к. у. ≈ 200. При этом для перекрытия сектора ±45° требуется изменение частоты в пределах не более ±2,5%.



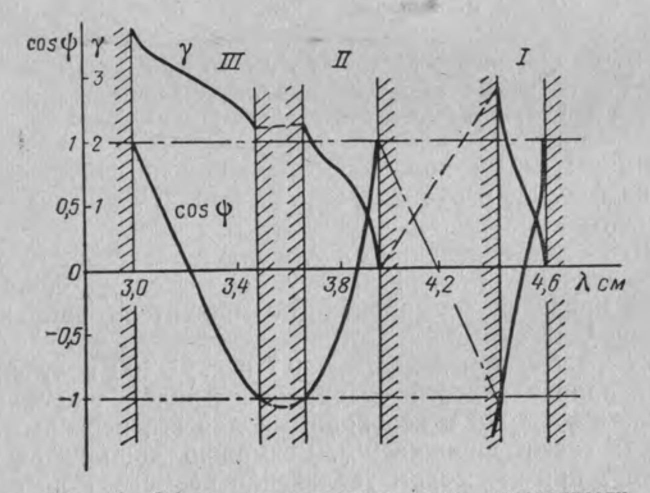
Фиг. 12. Зависимость величин α_i, χ, η, φ от длины волны в третьей полосе прозрачности для системы с размерами $T=16$, $c=14$, $\Delta=2$, $l=10$, $h=40$, $a=27$, $b=1{,}75$ *мм* при длине антенны $L=2$ *м*.

При увеличении размера b в пределах, допускаемых соотношениями, приведенными в разд. 5, уменьшаются углочастотная чувствительность и потери. Это позволяет дополнительно удлинить антенну и увеличить ее направленность. При выбранных размерах системы наибольшая равномерность к. у. антенны по сектору сканирования имеет место для углов излучения $\varphi \approx -20 \div +60°$. Уточнение размеров согласно приводимой в разд. 4 методике позволяет сместить пологий участок зависимости к. у. от φ в область нормали.

Ниже рассмотрена антенна с замедляющей системой «встречные смещенные гребенки» без утолщений концов ребер (см. фиг. 1), обеспечивающая пониженную углочастотную чувствительность. Размеры антенны составляют $T=16$, $c=14$, $d=\Delta=2$, $b=6$, $a=23$, $l=22{,}5$ и $h=28{,}5$ *мм*. Длина антенны и удельная проводимость стенок взяты $L=5$ *м* и $\sigma=5{,}8 \cdot 10^7$ *мо/м*. Номинальная длина волны $\lambda=3{,}2$ *см*. На фиг. 14 приведены дисперсионные кривые $\cos\psi(\lambda)$ и $\gamma(\lambda)$, кото-



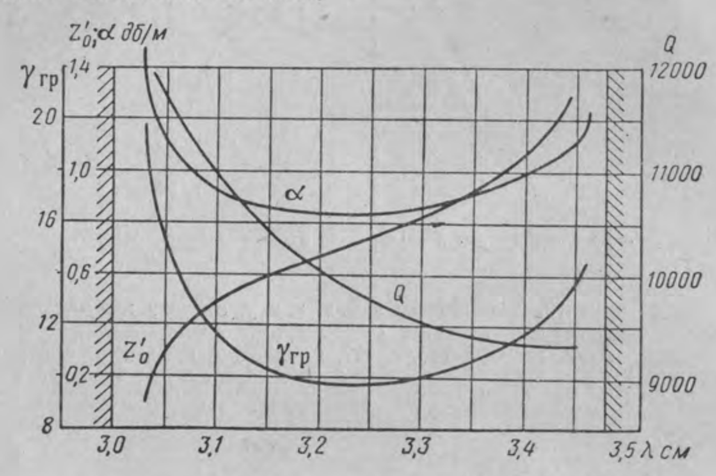
Фиг. 13. Зависимость к. н. д. и к. у. от угла излучения для антенны с размерами $T=16$, $c=14$, $\Delta=2$, $l=10$, $h=40$, $a=27$, $b=1{,}75$ *мм* и $L=2$ *м*.



Фиг. 14. Общее расположение полос прозрачности и запирания для системы «встречные смещенные гребенки» с размерами $T=16$, $c=14$, $\Delta=d=2$, $l=22{,}5$, $h=28{,}5$, $a=23$, $b=6$ *мм*.

рые характеризуют общее расположение полос прозрачности у этой системы. Рабочей полосой является полоса *III*.

На фиг. 15 приведены значения группового замедления $\gamma_{гр}$, добротности Q, характеристического сопротивления Z_0' и коэффициента затухания α в рабочей полосе прозрачности. За счет увеличения размера b волноводных каналов и уменьшения группового замедления в данной системе заметно снижены потери. Добротность системы $Q \approx 9 \div 11$ тыс. Углочастотная чувствительность $\simeq 7°$ на процент изменения частоты.



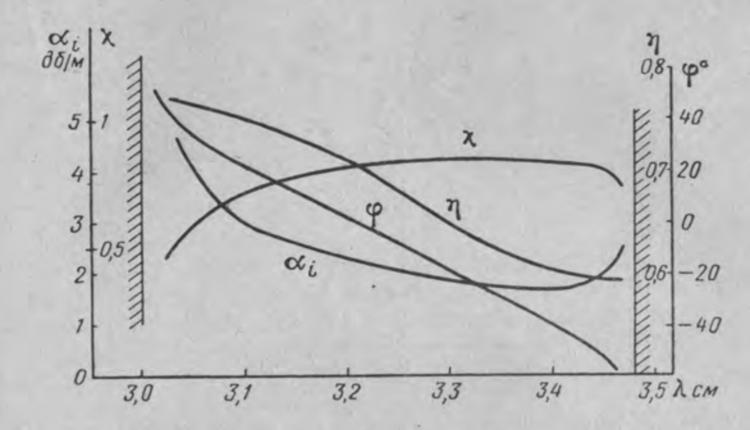
Фиг. 15. Зависимость величин Z_0', $\gamma_{гр}$, Q, α от длины волны в третьей полосе прозрачности для системы с размерами $T=16$, $c=14$, $d=\Delta=2$, $l=22{,}5$; $h=28{,}5$; $a=23$, $b=6$ *мм*.

Зависимость $\alpha(\lambda)$ в полосе прозрачности на фиг. 15 более пологая, чем на фиг. 11, и в значительной мере симметрична относительного центра полосы.

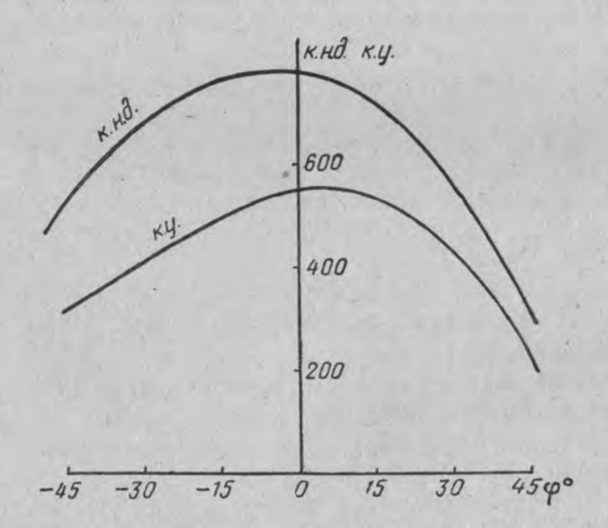
На фиг. 16 даны значения α_i, χ, η и φ в зависимости от λ, а на фиг. 17 — значения к. н. д. и к. у. по сектору сканирования. На фиг. 18 приведен нормированный множитель направленности антенны при $\lambda = 3{,}2$ *см*.

Таким образом, при к. п. д. $\eta \simeq 0{,}7$ и к. у $\geqslant 400$ получены узкая диаграмма направленности с шириной $\beta \approx 0{,}5°$, широкий сектор сканирования $\varphi \approx \pm 30°$ и необходимый для его перекрытия интервал рабочих частот порядка 9%. Возможно дополнительное снижение потерь при некотором увеличении размера T по сравнению с $0{,}5\lambda$ в пределах, не приводящих к появлению вторичных главных лепестков в диаграмме направленности. С увеличением расчетной длины волны и размеров конструкции добротность Q и $(1-\eta)$ возрастают, как $\sqrt{\lambda}$.

Следует отметить, что снижение потерь в рассматриваемых системах по сравнению с потерями в змейковых волноводах сопро-

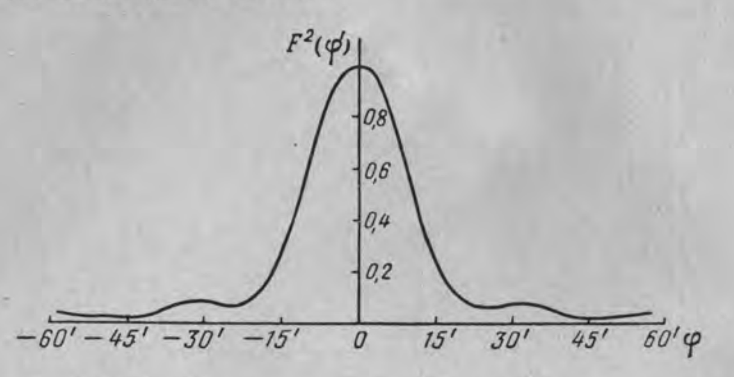


Фиг. 16. Зависимость величин α_i, χ, η, φ от длины волны в третьей полосе прозрачности для системы с размерами $T=16$, $c=14$, $d=\Delta=2$, $l=22{,}5$; $h=28{,}5$; $a=23$, $b=6$ *мм* при длине антенны $L=5$ *м*.



Фиг. 17. Зависимость к. н. д. и к. у. от угла излучения для антенны с размерами $T=16$, $c=14$, $d=\Delta=2$, $l=22{,}5$; $h=28{,}5$; $a=23$, $b=6$ *мм* при длине антенны $L=5$ *м*.

вождается, однако, увеличением неравномерности характеристического сопротивления в секторе сканирования, поскольку это сопротивление меняется монотонно.



Фиг. 18. Множитель направленности (по мощности) на длине волны $\lambda=3{,}2$ *см* для антенны длиной 5 *м*.

Вычисления показывают, что предельная мощность антенн с двухъярусными ячейками в трехсантиметровом диапазоне в центре полос прозрачности имеет порядок 20—50 *квт* и при переходе в более длинноволновые диапазоны растет, как λ^2.

4. ВОПРОСЫ ПРОЗРАЧНОСТИ И ВЫБОР РАЗМЕРОВ СИСТЕМЫ

Выше была рассмотрена прямая задача анализа системы, в которой геометрические размеры считались заданными. При проектировании исходными являются свойства системы и требуется определить размеры, что составляет обратную задачу. В качестве исходных предпосылок могут быть:

1) точное соответствие центра полосы прозрачности системы (либо другого желаемого режима) исходным длине волны $\lambda_{исх}$ и углу излучения $\varphi_{исх}$;

2) заданная ширина полосы прозрачности и средняя углочастотная чувствительность;

3) обеспечение максимально пологих зависимостей характеристик антенн по рабочему сектору.

Приведем ряд общих соображений и графических построений, целесообразных при таких расчетах.

Так как направление излучения антенны φ на номинальной длине волны определяется фазовым сдвигом на ячейку ψ, то для расчета размеров системы при заданных φ и λ приходится решать равенство (24) относительно размеров конструкции при заданной левой части. Выражая в формуле (24) сопротивление X с помощью (59) и решая полученное уравнение относительно θ_2 или размера h,

можно прийти к следующей видоизмененной форме дисперсионного уравнения:

$$h'\frac{c}{\lambda_в}=0{,}5i+\frac{1}{2\pi}\operatorname{arc\,ctg}\times$$
$$\times\left\{\frac{c}{2b}\,\frac{[1-(\varrho_1B_1)^2]\sin\theta_1+2\varrho_1B_1\cos\theta_1}{(\cos\theta_1-\varrho_1B_1\sin\theta_1)-\cos\psi}-\varrho_2B_2\right\}, \qquad (79)$$

где $i=0, 1, 2\ldots$ — число полных полуволн $\lambda_в/2$ в размере h;

$$h'=\frac{h}{c}.$$

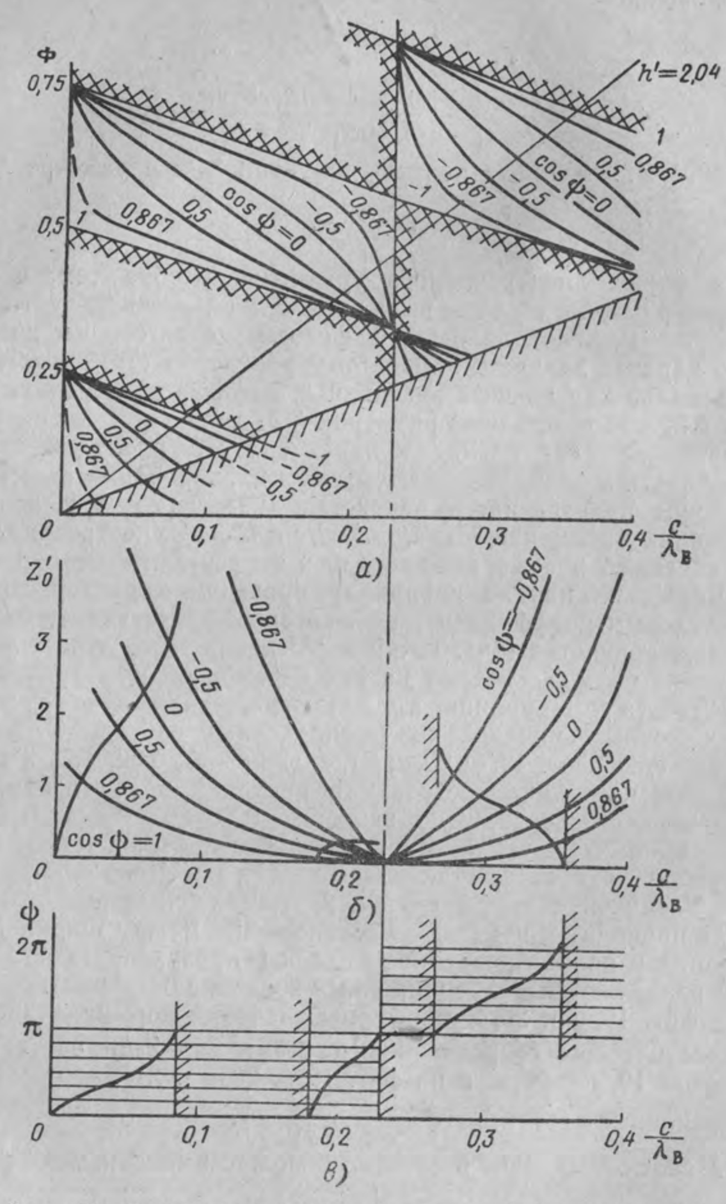
Эта форма дисперсионного уравнения удобна тем, что размер конструкции h в явном виде входит лишь в левую часть равенства, причем длиной волны λ и фазовым сдвигом на ячейку ψ можно заранее задаваться. Поэтому равенство (79) может быть использовано для расчета значений h, которые обеспечивают нужные ψ и $\lambda_в$ при выбранных размерах l, b, c.

Уравнение (79) наглядно характеризует расположение зон прозрачности и запирания системы при варьировании размером h. Обозначим правую часть равенства (79) через Φ и, задаваясь отношениями размеров $T'=T/c$, $l'=l/c$ и $b'=b/c$, построим для разных значений i и $\cos\psi$ величину Φ в зависимости от переменной $c/\lambda_в$. Далее, из начала координат проведем характеристический луч с угловым коэффициентом h', который представляет собой левую часть равенства (79). Точки пересечения этого луча с линиями построения $\cos\psi=\pm1$ дают на оси переменной $c/\lambda_в$ границы зон прозрачности и запирания, а точки пересечения луча с линиями промежуточных значений $\cos\psi$ определяют соответствующие им значения $c/\lambda_в$ (фиг. 19, *а*; 20, *а*; 21, *а*, где $\beta_г=0$; 0,36; 1,21 и $l'=1{,}61$; 0,709). Это позволяет построить в пределах полос прозрачности обобщенную дисперсионную зависимость $\cos\psi=F_1(c/\lambda_в)$. Из графиков видно, что с увеличением h' полосы прозрачности и запирания сужаются, а число этих полос на оси переменной $c/\lambda_в$ возрастает. Увеличение коэффициента $\beta_г$, или уменьшение отношения $b'=b/c$, приводит к изменению соотношения между шириной полос запирания и полос прозрачности (зоны прозрачности становятся ýже и разделяются более широкими зонами запирания).

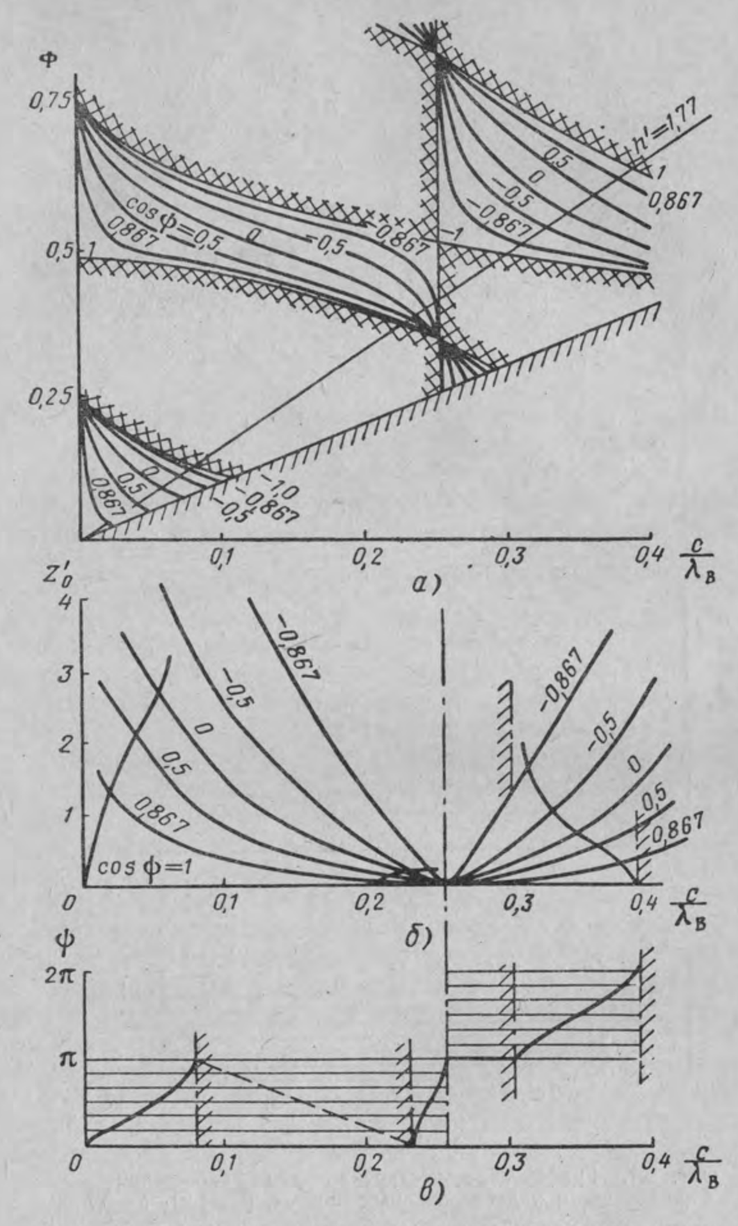
На фиг. 19, *б* и 20, *б* приведены значения нормированного характеристического сопротивления системы $Z_0'=Z_0/\varrho_1$, соответствующие фиг. 19, *а* и 20, *а*, а на фиг. 19, *в*, 20, *в* и 21, *б* — обобщенные дисперсионные зависимости $\frac{\psi}{\pi}=F_2\left(\frac{c}{\lambda_в}\right)$.

Фазовое замедление в системе γ можно вычислить по формуле

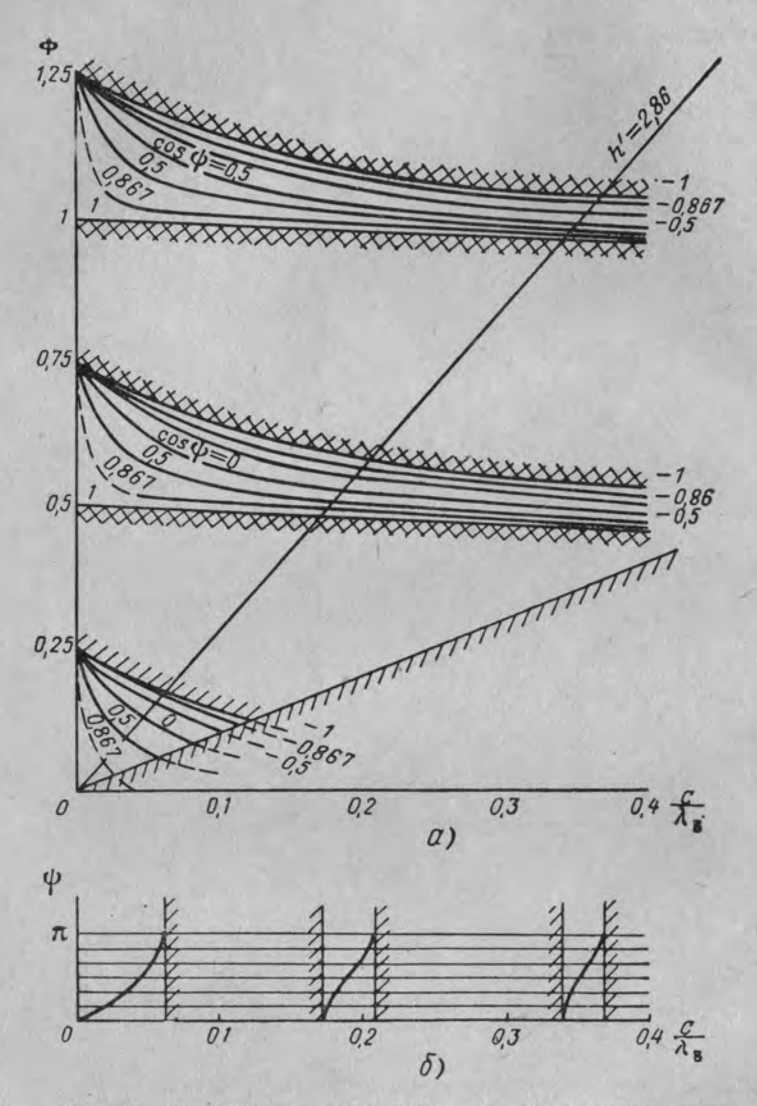
$$\gamma=\frac{c}{T}\gamma_в\frac{\left(\frac{\psi}{\pi}\right)}{\left(\frac{c}{\lambda_в}\right)}. \qquad (80)$$



Фиг. 19. Графические построения для нахождения полос прозрачности, характеристического сопротивления и дисперсионных кривых. $\beta_г = 0{,}36$; $l' = 1{,}61$.



Фиг. 20. Графические построения для нахождения полос прозрачности, характеристического сопротивления и дисперсионных кривых. $\beta_г = 0{,}36$; $l' = 1{,}61$.



Фиг. 21. Графические построения для нахождения полос прозрачности и дисперсионных кривых. $\beta_г=1{,}21$; $l'=0{,}709$.

Используя зависимости $\frac{\psi}{\pi}=F_2\left(\frac{c}{\lambda_в}\right)$, можно вычислить также групповое замедление

$$\gamma_{гр}=\frac{c}{T}\,\gamma_{гр.в}\,\frac{d\left(\frac{\psi}{\pi}\right)}{d\left(\frac{c}{\lambda_в}\right)}, \qquad (81)$$

где $\frac{d(\psi/\pi)}{d(c/\lambda_в)}=\gamma_{гр.\,с}$ — групповое замедление для системы с размерами $\Delta=0$; $a\to\infty$.

В приближенных расчетах дифференциалы можно заменить конечными разностями. Тогда

$$\gamma_{гр.с}\approx\frac{\Delta\psi}{\pi}:\Delta\left(\frac{c}{\lambda_в}\right).$$

Если точки пересечения характеристического луча с соседними кривыми построения идут часто и соответствующие разности $\Delta(c/\lambda_в)$ малы, то групповое замедление велико и наоборот.

Нетрудно заметить, что с уменьшением параметра конструкции b' и с увеличением $\beta_г$ частотная дисперсия и групповое замедление возрастают.

Построения, приведенные на фиг. 19, *а*, 20, *а*, 21, *а*, позволяют судить о степени неравномерности характеристик антенны по сектору сканирования и выбирать размеры системы с наименьшей неравномерностью этих характеристик. На частотный ход характеристик существенное влияние оказывает зависимость группового замедления от частоты и, в частности, от множителя $\gamma_{гр.с}(c/\lambda_в)$ в формуле (81). На фиг. 19, *а*, 20, *а*, 21, *а* может быть выбран наклон характеристического луча, обеспечивающий симметричную зависимость этого множителя относительно центра диапазона. Точки пересечения этого луча с линиями разных $\cos\psi$ должны располагаться симметрично относительно центральной точки. На фиг. 19, *а* близким к такому лучу является луч с наклоном $h'=2{,}04$. Увеличение (уменьшение) размера h от этого значения приводит к увеличению (уменьшению) $\gamma_{гр}$, α и α_i на короткой волне рабочего диапазона и к уменьшению (увеличению) этих величин на длинной волне. Таким образом можно корректировать характер частотных зависимостей.

Если исходный угол излучения φ и исходная длина волны λ заданы, то известен также исходный $\cos\psi$. При варьировании размером h будет изменяться исходное значение параметра $c/\lambda_в$, которое определяется точкой пересечения луча с линией исходного $\cos\psi$. Поэтому для каждого h необходимо иметь свой размер a, который обеспечивает требующееся исходное значение $c/\lambda_в$.

Если размер a также задан, то однозначно определяется исходный параметр $c/\lambda_в$. В этом случае частотный ход характеристик антенны можно корректировать за счет согласованного изменения размеров l и h.

Влияние размера l удобно проследить из сравнения фиг. 19, *а* и 21, *а*, которые относятся к двум разным значениям $l'=1{,}61$ и 0,709. На фиг. 19 ($l'=1{,}61$) особое положение занимает точка $c/\lambda_в=0{,}23$. (В ней пересекаются кривые Φ, относящиеся к разным $\cos\psi$, и, кроме того, всегда $Z_0'=0$). Эта точка выделяет интервал $c/\lambda_в=0\div0{,}23$, в котором согласно (26) $n=0$, и, следовательно, ψ лежит в I—II четвертях. Вправо от нее до следующей особой точки (ушедшей на фиг. 19 в область $c/\lambda_в>0{,}4$) имеем $n=1$, и здесь ψ лежит в III—IV четвертях. Назовем такие интервалы определяющими. На фиг. 21 ($l'=0{,}709$) первая особая точка ушла в область $c/\lambda_в>0{,}4$. Следовательно, уменьшение l и l' приводит к расширению определяющих интервалов, к смещению особых точек вправо и к растягиванию вдоль оси переменной $c/\lambda_в$ всего семейства кривых $\Phi(c/\lambda_в)$.

Положения особых точек могут быть найдены из уравнения

$$l'\frac{c}{\lambda_в}=0{,}5n+\frac{1}{2\pi}\operatorname{arc\,ctg}\left[-\frac{1-(\varrho_1B_1)^2}{2\varrho_1B_1}\right], \tag{82}$$

решаемого относительно $c/\lambda_в$ графически. (Последнее вытекает из условия $\partial\Phi/\partial(\cos\psi)=0$. Используя уравнения (82) и (79), можно показать, что в особых точках сопротивление $X\to\infty$. Если положение особой точки задано, то из уравнения (82) можно найти l'.

Обратим внимание, что наибольшая симметрия зависимости $\gamma_{гр.с}(c/\lambda_в)$ относительно центра полосы прозрачности имеет место для таких h', при которых точка пересечения характеристического луча с линией $\cos\psi=0$ на оси переменной $c/\lambda_в$ попадает примерно в среднюю часть определяющих интервалов.

Как видно из фиг. 19, производная $\partial\Phi/\partial(\cos\psi)$, взятая около кривой $\cos\psi=0$, имеет максимум. Приравнивая к нулю вторую производную $\partial^2\Phi/\partial(\cos\psi)^2$ и учитывая, что величина Φ является правой частью равенства (79), получим зависимость

$$l'\frac{c}{\lambda_в}=0{,}5n+\frac{1}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\times$$
$$\times\left\{\frac{\frac{2b}{c}\left[1+(\varrho_2B_2)^2\right]-2\varrho_1B_1\varrho_2B_2}{\left[1-(\varrho_1B_1)^2\right]\varrho_2B_2+\frac{2b}{c}\left[1+(\varrho_2B_2)^2\right]\varrho_1B_1}\right\}. \tag{83}$$

При заданном $c/\lambda_в$ можно определить размер l, обеспечивающий симметричный ход множителя $\gamma_{гр.с}(c/\lambda_в)$. Согласно уравнению (79) размеру l соответствует размер $h=h'c$, где

$$h'=\frac{\lambda_в}{c}\left[0{,}5i+\frac{1}{2\pi}\operatorname{arc\,ctg}\left(\frac{1}{\varrho_2B_2}\right)\right]. \tag{84}$$

Можно показать, что для выбранных таким образом размеров l и h добротность системы имеет наибольшее значение. При этом групповое замедление в центре полосы прозрачности

$$\gamma_{гр}=\gamma_{гр.в}\gamma_г\left(\nu_1+\frac{1}{2}\frac{ch}{bl}\nu_2\right), \tag{85}$$

где ν_1 и ν_2 — коэффициенты, приведенные на фиг. 22.

Небольшое укорочение размера l относительно найденного из формулы (83) приводит к увеличению $\gamma_{гр}$, α и α_i на высокочастотной границе сектора сканирования и к уменьшению на низкочастотной границе. Это позволяет корректировать частотные зависимости параметров антенны. Для получения пологих кривых требуется укорочение l на 0,01—0,02 $\lambda_в$.

Фиг. 22. Зависимость коэффициентов ν_1 и ν_2 от $c/\lambda_в$.

Обобщая сказанное, приведем возможную методику расчета системы на заданные параметры при симметричном секторе сканирования.

1. Задаемся исходной длиной волны λ, углом излучения на ней $\varphi=0$ и производной $f\frac{d\varphi}{df}$, представляющей углочастотную чувствительность.

2. Выбираем шаг излучателей $T\approx\lambda/2$ (либо несколько более $\lambda/2$, но чтобы отсутствовали вторичные дифракционные максимумы в диаграмме направленности).

2. Выбираем толщину перегородок Δ и $c=T-\Delta$.

4. Задаемся размером a из условия $\frac{a}{\lambda}\approx0{,}7\div0{,}9$, что соответствует режиму волновода, далекому от критического, и существованию в нем лишь волны типа H_{10}.

5. Находим значения $\lambda_в$, $c/\lambda_в$ и $\gamma_{гр.в}$, соответствующие исходной λ.

6. Задаемся фазовым сдвигом на ячейку при излучении по нормали $\psi_0=\frac{\pi}{2}+n\pi$. При выборе n необходимо учитывать следующее. Уменьшение n на единицу приводит к сокращению l на $0{,}5\lambda_в$. При этом возрастает добротность системы и снижается углочастотная чувствительность, но также возрастает дополнительная неучтенная эквивалентной схемой (см. фиг. 4) связь ячеек за счет

высших типов волн (см. разд. 5). Удобно иметь $n=0$. Но если размер l получается слишком малым и условия разд. 5 не удовлетворяются, нужно брать $n=1$.

7. Задаемся предварительно размером $b=0{,}5(c-\Delta)$, который соответствует случаю $\beta_г=0$ и конструкциям без утолщений концов ребер (см. фиг. 1).

8. Определяем по формуле (83) размер $l=l'c$.

9. По формуле (84) вычисляем ряд значений h, соответствующих разным i. Останавливаемся на конструктивно удобных h, но не меньших, чем $(1\div1{,}5)c$. Удобно брать $i=1$ или $i=2$.

10. Находим новое значение размера b. Для этого решаем равенство (85) относительно b, считая левую часть заданной. При этом групповое замедление может быть найдено из выражения (74). Если найденное значение b окажется в 1,5—2 и более раз меньше исходного $b=(0{,}5c-\Delta)$, то требуется либо увеличить h на $0{,}5\lambda_в$, т. е. взять значение, соответствующее следующему i в формуле (84), либо взять b равным найденному из (85). Если b окажется близким к исходному значению, то окончательное значение b можно взять равным $b=(0{,}5c-\Delta)$ и утолщений концов ребер не делать.

11. Уточняем размер l, определяя его повторно из равенства (83) для окончательно выбранного b.

Расчетные формулы для определения ϱ_1B_1 и ϱ_2B_2 при произвольных b' и $\beta_г$ могут быть взяты из [2]. Можно также воспользоваться аппроксимацией графиков (см. фиг. 5 и 6) на промежуточные значения $\beta_г$.

12. Если важно обеспечить наибольшую равномерность функции $\gamma_{гр}(f)$, то при $n=1$ укорачиваем размер l на $(0{,}015\div0{,}02)\lambda_в$.

13. Определяем окончательный размер h' из выражения (79).

14. Производим полный расчет конструкции и проверяем характер зависимостей $\gamma_{гр}(f)$, $\alpha(f)$ и других. Для их специальной коррекции могут быть далее уточнены размеры l и h изложенным выше образом. При этом, варьируя размером l, размер h необходимо определять из равенства (79).

5. О ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ СВЯЗИ ЯЧЕЕК НА ВЫСШИХ ТИПАХ ВОЛН

В приведенном анализе систем детальная структура поля в местах неоднородностей (т. е. у концов ребер) учитывалась лишь при определении параметров эквивалентной схемы (см. фиг. 4). Более строгий подход потребовал бы дополнить эквивалентную схему элементами связи между ячейками, учитывающими их прямое взаимодействие на высших типах волн. Эти волны, будучи затухающими, существуют в соединительных волноводных каналах ячеек наряду с основной волной (фиг. 23) и влияют на коэффициент связи ячеек по мощности. Вычисление переносимой вдоль

системы мощности с учетом первой закритической волны дает выражение

$$P=\frac{U_1^2}{2Z_0}(1-q), \tag{86}$$

где

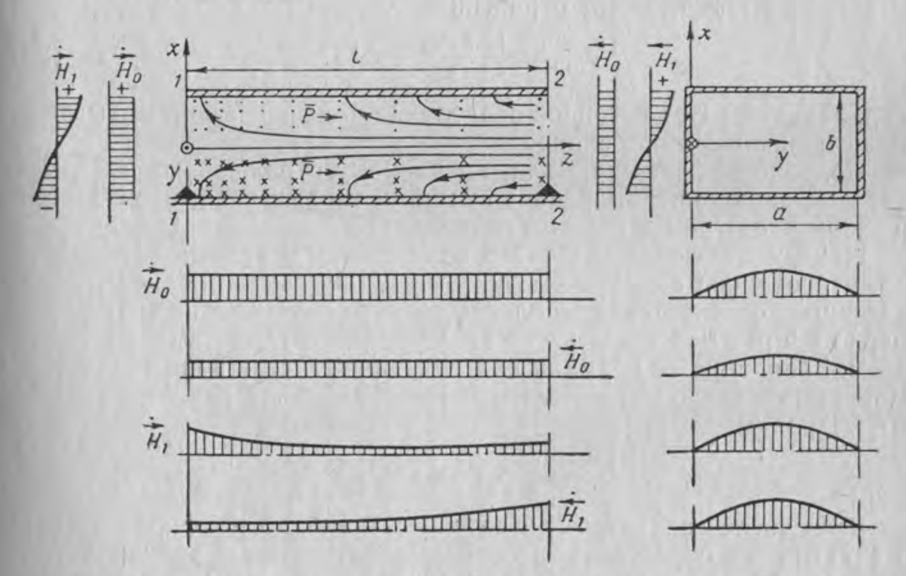
$$q=\frac{\sqrt{\left(\frac{\lambda_в}{2b}\right)^2-1}}{1-\Gamma_0^2}\,\mathrm{Im}\left(\frac{\dot{\overleftarrow{H}}_1\dot{\overrightarrow{H}}_1^*}{\dot{\overrightarrow{H}}_0\dot{\overrightarrow{H}}_0^*}\right)e^{-\pi\frac{l}{b}\sqrt{1-\left(\frac{2b}{\lambda_в}\right)^2}}; \tag{87}$$

U_1 — входное напряжение ячейки;

Γ_0 — коэффициент отражения волны от входа ячейки (по току), определяемый из формулы (36);

$\dot{\overleftarrow{H}}_1$ и $\dot{\overrightarrow{H}}_1$ — комплексные амплитуды двух встречных закритических волн ближайшего за основной волной типа, взятые во входном и выходном сечениях волноводного канала около соседних неоднородностей;

$\dot{\overrightarrow{H}}_0$ — амплитуда падающей волны основного типа в волноводном канале.



Фиг. 23. Структура поля в волноводе при наличии высших типов волн.

Структура волн пояснена на фиг. 23.

Влияние высших типов волн в формуле (86) характеризуется слагаемым q и выражается в изменении коэффициента связи ячеек по мощности. Так как связь между ячейками влияет на групповую

скорость, то коэффициент q характеризует относительное изменение группового замедления и углочастотной чувствительности антенны, вызванное высшими типами волн. Обычно $q \ll 1$ и очень быстро убывает с ростом отношения размеров l/b. Например, для размеров $T=\lambda/2$, $a/\lambda=0{,}8$, $l/b \geqslant 3$, а также при условии $\mathrm{Im}\left(\frac{\dot{\vec{H}}_1 \dot{\vec{H}}_1^*}{\dot{\vec{H}}_0 \dot{\vec{H}}_0}\right) \leqslant 1$ и $\Gamma_0 \leqslant 0{,}7$ имеем $q \leqslant 0{,}001$. При $l \approx \left(\frac{1}{2} \div \frac{3}{4}\right)\lambda_в$ (что соответствует случаю $n=1$ и $\frac{l}{b} \simeq 5$) имеем $q \leqslant 10^{-5} \div 10^{-6}$. Такое дополнительное взаимодействие ячеек для углов излучения, не совпадающих с нормалью, может не учитываться. При излучении по нормали дополнительная связь, несмотря на ее малость, может приводить к запиранию системы вследствие синфазного сложения отражений. Если считать, что дополнительное слагаемое в формуле (86) дает отраженную мощность $\Delta P_{отр}$, то коэффициент отражения волны от одной ячейки

$$\alpha_{отр1} = \frac{\Delta P_{отр}}{2P},$$

и погонной коэффициент отражения

$$\alpha_{отр} = \frac{1}{t}\,\frac{\Delta P_{изл}}{2P} = \frac{q}{L}. \qquad (88)$$

$\alpha_{отр}$ характеризует погонное ослабление падающей волны, вызванное отражениями при запирании.

Подобно эффекту нормали, вызванному отражениями от излучателей, запирание, вызванное высшими типами волн, проявляется в узком частотном и угловом интервалах.

Найдем максимальное число излучателей в антенной линейке, лимитированное запиранием при $\varphi=0$. Пусть на полной длине антенны допускается ослабление поля $\alpha_{отр}L=0{,}25$ *неп*, что примерно в 5 раз менее полезного ослабления (78), вносимого излучением. Запирание на нормали при этом практически не проявляется. Допустимое число излучателей N и максимальная длинна антенны $L=NT$ равны

$$N \leqslant \frac{0.25}{q}, \quad L_{max} \leqslant \frac{T}{4q}. \qquad (89)$$

Если число излучателей в антенне задано, то из формул (89) и (87) можно определить необходимое отношение размеров l/b, которое обеспечивает ослабление волны не более 0,25 *неп*:

$$\frac{l}{b} \geqslant \frac{1}{\pi\sqrt{1-\left(\frac{2b}{\lambda_в}\right)^2}} \ln\left[4N\frac{\sqrt{\left(\frac{\lambda_в}{2b}\right)^2-1}}{1-\Gamma_0^2}\,\mathrm{Im}\left(\frac{\dot{\vec{H}}_1 \dot{\vec{H}}_1^*}{\dot{\vec{H}}_0 \dot{\vec{H}}_0^*}\right)\right]. \qquad (90)$$

В приведенных зависимостях можно приближенно считать $\mathrm{Im}\left(\frac{\dot{\vec{H}}_1 \dot{\vec{H}}_1^*}{\dot{\vec{H}}_0 \dot{\vec{H}}_0^*}\right)=1$. С учетом этого предельные длины двух вариантов антенн, рассмотренных в разд. 3, составили $L_{max} \leqslant 1{,}8 \cdot 10^4$ *м* для антенны длиной 2 *м* и $L_{max} \leqslant 85$ *м* для антенны длиной 5 *м*. Влияние высших типов волн здесь практически отсутствует. Однако при построении замедляющих систем с более низкой углочастотной чувствительностью и с меньшими l/b этим влиянием пренебрегать нельзя.

Приведенные соотношения можно использовать для оценки влияния высших типов волн в зигзагообразных волноводах, минимальная углочастотная чувствительность которых также ограничена.

ЛИТЕРАТУРА

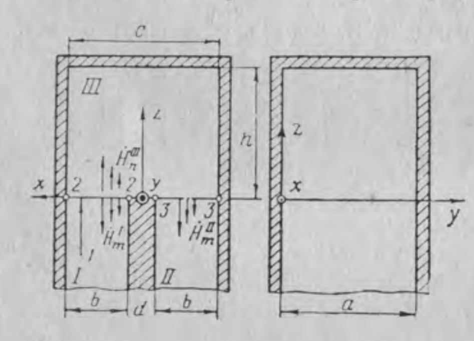
1. Дерюгин Л. Н., Кузнецов М. Г., Вопросы общей теории антенн частотного сканирования, Настоящий сборник.
2. Кузнецов М. Г., Электродинамический анализ специальных неоднородностей в волноводах, Настоящий сборник.
3. «Справочник по волноводам» под ред. Я. Н. Фельда, «Советское радио», 1952.

УДК. 621.372.85.001.24.001.24

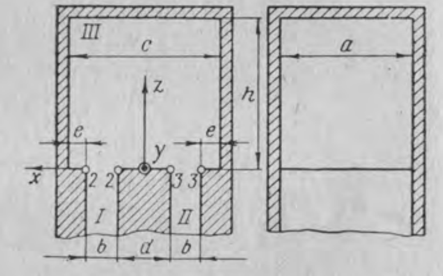
Канд. техн. наук *М. Г. КУЗНЕЦОВ*

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СПЕЦИАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ВОЛНОВОДАХ

В настоящей работе исследуются два вида специальных неоднородностей, которые встречаются в периодических замедляющих системах антенн частотного сканирования. Определяются эквивалентные схемы неоднородностей и параметры этих схем в зависимости от геометрических размеров и частоты. Исследуемые неоднородности «поворот волновода в плоскости E на 180° с изменением сечения в месте поворота» и «последовательное включение в волновод объемного резонатора» приведены на фиг. 1 и 2. Сечение невозмущенного волновода составляет $a \times b$, где a — ширина и b — высота. Размеры h, c, d, e характеризуют неоднородность, которая в данном случае симметрична относительно плоскости $x=0$.



Фиг. 1. Неоднородность «поворот волновода в плоскости E на 180° с изменением сечения волновода в месте поворота».



Фиг. 2. Неоднородность «последовательное включение в волновод объемного резонатора».

Предположим, что возбуждение неоднородностей осуществляется со стороны левого невозмущенного волновода (область I) основным типом волны H_{10}. В плоскости $z=0$ амплитуда этой падающей волны равна $\dot{H}^{I}_{0\,\text{пад}}=1$. Неоднородность трансформирует эту волну в три системы отраженных волн, две из которых распространяются от плоскости $z=0$ в сторону волноводов I и II, и одна — в сторону волновода III. Обозначим эти системы $\dot{H}^{I}_{m}$, $\dot{H}^{II}_{m}$ и $\dot{H}^{III}_{n}$, где m или n — номер волны в системе.

Амплитуды волн представляют собой собственные и взаимные коэффициенты отражения. Задача состоит в определении амплитуд этих волн и в построении по ним эквивалентной схемы неоднородностей для дальнего поля в волноводе.

1. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В связи с тем, что поле в плоскости симметрии $y=0{,}5a$ удовлетворяет условиям

$$\left.\begin{aligned}&\dot{H}_y \neq 0;\\&\dot{E}_y=0,\end{aligned}\right\} \tag{1}$$

решение задачи удобно вести в продольных магнитных волнах. Поле в волноводе, ограниченном по бокам проводящими плоскостями, имеет вид

$$\left.\begin{aligned}&\dot{H}_x=\cos(k_y y)\cdot\dot{H}_x(x,z); && \dot{E}_x=\sin(k_y y)\cdot\dot{E}_x(x,z);\\&\dot{H}_y=\sin(k_y y)\cdot\dot{H}_y(x,z); && \dot{E}_y=0;\\&\dot{H}_z=\cos(k_y y)\cdot\dot{H}_z(x,z); && \dot{E}_z=\sin(k_y y)\cdot\dot{E}_z(x,z),\end{aligned}\right\} \tag{2}$$

где $k_y=\frac{\nu\pi}{a}$ — постоянная распространения волны по оси y;

ν — произвольное целое число, равное единице при возбуждении неоднородности волной H_{10}.

Распределение компонент поля в плоскости xz при временном множителе $e^{+j\omega t}$ определяется соотношениями

$$\left.\begin{aligned}&\dot{H}_x(x,z)=\frac{k_y}{k^2-k_y^2}\,\frac{\partial\dot{H}_y(x,z)}{\partial x};\\&\dot{H}_z(x,z)=\frac{k_y}{k^2-k_y^2}\,\frac{\partial\dot{H}_y(x,z)}{\partial z};\\&\dot{E}_x(x,z)=j\,\frac{\omega\mu}{k^2-k_y^2}\,\frac{\partial H_y(x,z)}{\partial z};\\&\dot{E}_z(x,z)=-j\,\frac{\omega\mu}{k^2-k_y^2}\,\frac{\partial H_y(x,z)}{\partial x},\end{aligned}\right\} \tag{3}$$

где $k=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ — постоянная распространения волны в свободном пространстве;

ω — круговая частота;

μ и ε — магнитная и диэлектрическая проницаемость воздуха.

Для компоненты поля H_y имеем двумерное волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \dot{H}_y(x,z)}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \dot{H}_y(x,z)}{\partial z^2}+(k^2-k_y^2)\dot{H}_y(x,z)=0 \tag{4}$$

и граничное условие

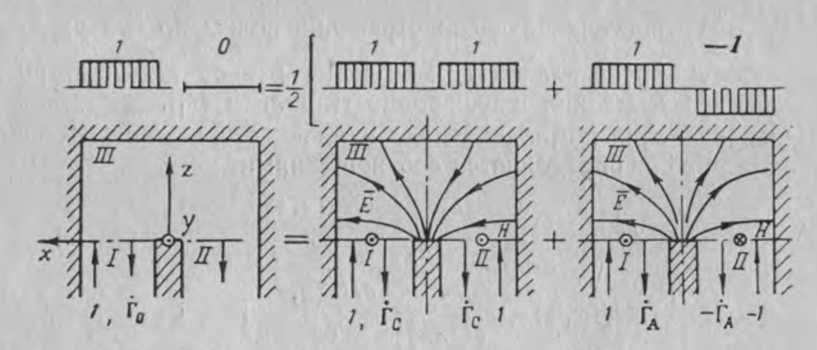
$$\frac{d\dot{H}_y}{d\bar{n}^0}=0, \tag{5}$$

где $\bar{n}^0$ — вектор, нормальный к проводящим поверхностям. Таким образом, задача сводится к нахождению из (4) и (5) компоненты $\dot{H}_y(x, z)$. Остальные компоненты можно определить дифференцированием найденной зависимости $\dot{H}_y(x, z)$ в соответствии с формулами (3).

2. НЕОДНОРОДНОСТЬ «ПОВОРОТ ВОЛНОВОДА В ПЛОСКОСТИ E НА 180°»

Метод решения

Задачу будем решать методом частичных областей. Кроме того, воспользуемся приемом расчленения этой задачи на две вспомогательные с симметричным и антисимметричным возбуждением неоднородности.



Фиг. 3. Структура полей при симметричном и антисимметричном возбуждении неоднородности.

Поле в системе при возбуждении неоднородности из волновода I единичной волной основного типа можно рассмотреть как полусумму следующих двух полей (фиг. 3):

Поле 1. Из волноводов I и II на неоднородность падают две основные волны $\dot{H}^{\mathrm{I}}_{0\,\text{пад}}$ и $\dot{H}^{\mathrm{II}}_{0\,\text{пад}}$ с амплитудами, равными единице и с одинаковыми фазами (случай симметричного возбуждения).

Поле 2 аналогично полю 1, но фаза волны, падающей из волновода II, сдвинута на π относительно фазы в волноводе I (антисимметричное возбуждение). Отраженное поле $\dot{H}^{\mathrm{I}}_0$ в этом случае также будет равно полусумме полей $\dot{H}^{\mathrm{I}\,C}_0$ и $\dot{H}^{\mathrm{I}\,A}_0$, обусловленных симметричным и антисимметричным возбуждениями. Амплитуды $\dot{H}^{\mathrm{I}C}_0$ и $\dot{H}^{\mathrm{I}A}_0$ можно рассматривать как коэффициенты отражения от неоднородности при ее двухстороннем симметричном и антисимметричном возбуждениях. Если принять обозначения

$$\left.\begin{aligned} H^{\mathrm{I}}_0&=\dot{\Gamma}_0=R_0e^{j\varphi_0};\\ \dot{H}^{\mathrm{I}C}_0&=\dot{\Gamma}_C=e^{j\varphi_C};\\ \dot{H}^{\mathrm{I}A}_0&=\dot{\Gamma}_A=e^{j\varphi_A}, \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

то можно получить

$$\dot{\Gamma}_0=\frac{1}{2}(\dot{\Gamma}_C+\dot{\Gamma}_A)=\cos\left(\frac{\varphi_A-\varphi_C}{2}\right)e^{j\frac{\varphi_A+\varphi_C}{2}}, \tag{7}$$

где R_0 и φ_0 — модуль и фаза коэффициента отражения $\dot{\Gamma}_0$ при одностороннем возбуждении неоднородности;

φ_C, φ_A — фазы коэффициентов отражения $\dot{\Gamma}_C$ и $\dot{\Gamma}_A$ при двухстороннем симметричном и антисимметричном возбуждениях. Модули последних равны единице $|\dot{\Gamma}_C|=|\dot{\Gamma}_A|=1$, что вытекает из предполагаемого отсутствия потерь на стенках.

На фиг. 3 изображена примерная картина поля в области III для симметричного и антисимметричного возбуждений. При симметричном возбуждении в плоскости $x=0$ зависимость $\dot{H}_y(x)$ имеет экстремум, а компонента $\dot{E}_z(x)\equiv\frac{\partial \dot{H}_y}{\partial x}=0$. Это позволяет условно поместить в плоскости $x=0$ проводящую поверхность и при решении задачи рассматривать лишь одну левую половину конструкции.

При антисимметричном возбуждении в плоскости $x=0$ компонента $H_y=0$. Экстремум здесь имеет компонента $E_z(x)$, что соответствует режиму идеального холостого хода эквивалентной линии в этой плоскости. Поэтому при решении задачи можно рассматривать также лишь левую половину конструкции.

Таким образом, задача сводится к определению фаз коэффициентов отражений φ_C и φ_A от короткозамкнутой и разомкнутой на конце линий, поперечное сечение которых испытывает скачок в плоскости $z=0$. При использовании метода частичных областей здесь требуется рассмотреть лишь две смежные области I и II.

Случай симметричного возбуждения неоднородности

Общими выражениями для полей $\dot{H}_y^{\mathrm{IC}}(x, z)$ и $\dot{H}_y^{\mathrm{IIIC}}(x,z)$ в волноводах I и III, удовлетворяющими граничному условию (5), являются

$$\dot{H}_y^{\mathrm{IC}}(x,z)=e^{-jk_{z0}^{\mathrm{I}}z}+\sum_{m=0}^{\infty}\dot{H}_m^{\mathrm{IC}}\cos\left[\frac{m\pi}{b}\left(x-\frac{d}{2}\right)\right]e^{jk_{zm}^{\mathrm{I}}z}; \quad (8)$$

$$\dot{H}_y^{\mathrm{IIIC}}(x, z)=\sum_{n=0}^{\infty}\dot{H}_n^{\mathrm{III}}\cos\left[k_{zn}^{\mathrm{IIIC}}(z-h)\right]\cos\left(\frac{2\pi nx}{c}\right), \quad (9)$$

где k_{zm}^{I} и k_{zn}^{IIIC} — постоянные распределения волн по оси z в волноводах I и III:

$$k_{zm}^{\mathrm{I}}=\sqrt{k^2-k_y^2-\left(\frac{m\pi}{b}\right)^2}, \quad (10)$$

$$k_{zn}^{\mathrm{IIIC}}=\sqrt{k^2-k_y^2-\left(\frac{2\pi n}{c}\right)^2}. \quad (11)$$

Слагаемое в формуле (8), не входящее под знак суммы, представляет собой единичную падающую волну основного типа, которая распространяется из волновода I в сторону положительных z.

Выражение (9), помимо граничного условия на стенках (5), удовлетворяет также условию $\frac{\partial H_y^{\mathrm{III}}}{\partial x}=0$ при $x=0$, что отражает симметричный характер возбуждения неоднородности. Амплитуды волн $\dot{H}_m^{\mathrm{IC}}$ и $\dot{H}_n^{\mathrm{IIIC}}$ неизвестны и подлежат определению.

Для решения задачи сравним выражения (8) и (9), а также нормальные производные $\partial H_y/\partial z$ в плоскости сочленения смежных областей (т. е. при $z=0$). При этом имеем равенства

$$\sum_{n=0}^{\infty}\dot{H}_n^{\mathrm{IIIC}}\cos(k_{zn}^{\mathrm{IIIC}}h)\cos\left(\frac{2\pi nx}{c}\right)=$$

$$=\sum_{m=0}^{\infty}(\sigma_{m0}+\dot{H}_m^{\mathrm{IC}})\cos\left[\frac{m\pi}{b}\left(x-\frac{d}{2}\right)\right]; \quad (12)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty}H_n^{\mathrm{IIIC}}k_{zn}^{\mathrm{IIIC}}\sin(k_{zn}^{\mathrm{IIIC}}h)\cos\left(\frac{2\pi nx}{c}\right)=$$

$$=\begin{cases}-j\sum\limits_{m=0}^{\infty}(\sigma_{m0}-\dot{H}_m^{\mathrm{IC}})k_{zm}^{\mathrm{I}}\cos\left[\frac{m\pi}{b}\left(x-\frac{d}{2}\right)\right] & \text{при } \frac{d}{2}<x<\frac{d}{2}+b,\\ 0 & \text{при } 0<x<\frac{d}{2},\end{cases} \quad (13)$$

где σ_{m0} — символ Кронекера для $q=0$:

$$\sigma_{mq}=\begin{cases}0 & \text{при} \quad m\neq q,\\ 1 & \text{при} \quad m\neq q.\end{cases}$$

Умножим (12) на нормирующий множитель

$$\frac{1}{b}\cos\left[\frac{i\pi}{b}\left(x-\frac{d}{2}\right)\right],$$

в котором i — произвольное целое число, и результат проинтегрируем на интервале $\frac{d}{2}<x<\frac{d}{2}+b$, изменив при этом порядок интегрирования и суммирования. При этом для всех слагаемых в правой части равенства (12) с номерами $m\neq i$ получим нули. Если ввести обозначения

$$\delta_{i0}=\begin{cases}1 & \text{при} \quad i\neq 0,\\ 0{,}5 & \text{при} \quad i=0\end{cases}$$

и

$$\frac{1}{b}\int\limits_{\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}+b}\cos\left[\frac{i\pi}{b}\left(x-\frac{d}{2}\right)\right]\cos\left(\frac{2\pi nx}{c}\right)dx=A_{in}=$$

$$=\begin{cases}\frac{1}{\pi}\,\frac{n(1+\alpha)}{[i(1+\alpha)]^2-n^2}\sin\frac{n\pi\alpha}{1+\alpha} & \text{при} \quad i+n\neq 0,\\ 1 & \text{при} \quad i+n=0,\end{cases} \quad (14)$$

где $\alpha=d/2b$,

то получим первое уравнение связи

$$\sigma_{i0}+\dot{H}_i^{\mathrm{IC}}=2\delta_{i0}\sum_{n=0}^{n}[A_{in}\cos(k_{zn}^{\mathrm{IIIC}}h)\dot{H}_n^{\mathrm{IIIC}}]. \quad (15)$$

Равенство (13) умножим на нормирующий множитель $\frac{2}{c}\cos\left(\frac{2\pi qx}{c}\right)$, где q — произвольное целое число, и результат проинтегрируем под знаками сумм на интервале $0<x<\frac{c}{2}$. При этом в правой части вследствие равенства нулю подынтегральной функции на интервале $0<x<\frac{d}{2}$ интегрирование можно распространить лишь на интервал $\frac{d}{2}<x<\frac{d}{2}+b$. Если принять обозначение

$$\delta_{q0}=\begin{cases}1 & \text{при} \quad q\neq 0,\\ 0{,}5 & \text{при} \quad q=0,\end{cases}$$

то получим второе уравнение связи

$$\dot{H}_q^{IIIC} = \frac{2\delta_{q0}}{j(1+\alpha)} \frac{1}{k_{zq}^{IIIC} \sin\left(k_{zq}^{IIIC} h\right)} \sum_{m=0}^{\infty} A_{mq} k_{zm}^{IC} (\sigma_{m0} - \dot{H}_m^{IC}). \quad (16)$$

Оно определяет поле в области *III* через поле в области *I*. Подставим в уравнение (15) вместо H_n^{IIIC} выражение (16), в котором соответственно положим $q=n$. После изменения порядка суммирования и использования обозначения

$$\frac{4\delta_{i0} k_{zm}^{IC}}{j(1+\alpha)} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\delta_{n0} A_{in} A_{mn} \frac{\operatorname{ctg}\left(k_{zn}^{IIIC} h\right)}{k_{zn}^{IIIC}} \right] = \dot{Q}_{im} \quad (17)$$

получим

$$\sigma_{i0} + \dot{H}_i^{IC} = \sum_{m=0}^{\infty} Q_{im} (\sigma_{m0} - \dot{H}_m^{IC})$$

и окончательно после приведения подобных членов

$$\sum_{m=0}^{\infty} (\dot{Q}_{im} + \sigma_{im}) \dot{H}_m^{IC} = \dot{Q}_{i0} - \sigma_{i0}. \quad (18)$$

Это равенство является искомой сокращенной записью линейной алгебраической системы уравнений относительно неизвестных $\dot{H}_m^{IC}$. Числовые коэффициенты $(\dot{Q}_{im} + \sigma_{im})$ при неизвестных зависят от номера неизвестного и дополнительного индекса i. Задаваясь значениями $i=0, 1, 2\ldots$, можно развернуть это выражение по строкам и набрать необходимое число строк, равное числу учитываемых при решении задачи неизвестных.

Таким же способом могут быть найдены и остальные отраженные поля $\dot{H}_m^{IC}$.

Коэффициенты $\dot{Q}_{im}$ можно определить из формулы

$$\dot{Q}_{im} = \frac{4\delta_{i0} \sqrt{1 - \left(i \frac{\lambda_в}{2b}\right)^2}}{j(1+\alpha)} \sum_{n=0}^{\infty} \delta_{n0} A_{in} A_{mn} \frac{\operatorname{ctg}\left[\frac{2\pi h}{\lambda_в} \sqrt{1 - \left(n \frac{\lambda_в}{c}\right)^2}\right]}{\sqrt{1 - \left(n \frac{\lambda_в}{c}\right)^2}}, \quad (19)$$

которая получается путем подстановки в выражение (17) формул (10) и (11). При этом $k_y = \nu\pi/a$, и длина волны в волноводе для основного типа волны при $\nu=1$

$$\lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}}.$$

Выполняя расчеты по формуле (19), необходимо учитывать тождество

$$\frac{\operatorname{ctg}\left[\frac{2\pi h}{\lambda_в} \sqrt{1 - \left(n \frac{\lambda_в}{c}\right)^2}\right]}{\sqrt{1 - \left(n \frac{\lambda_в}{c}\right)^2}} = -\frac{\operatorname{cth}\left[\frac{2\pi h}{\lambda_в} \sqrt{\left(n \frac{\lambda_в}{c}\right)^2 - 1}\right]}{\sqrt{\left(n \frac{\lambda_в}{c}\right)^2 - 1}},$$

правой частью которого удобно пользоваться для слагаемых с номерами $n > \frac{c}{\lambda_в}$. При $i > \frac{2b}{\lambda_в}$ вместо $\sqrt{1 - \left(i \frac{\lambda_в}{2b}\right)^2}$ удобно брать $+j\sqrt{\left(i \frac{\lambda_в}{2b}\right)^2 - 1}$.

Найденное решение можно обобщить также для случая возбуждения неоднородности волной высшего типа $H_{\nu\,пад}^{1}$ с индексом $\nu \neq 0$. При этом необходимо заменить правую часть равенства (18) выражением $(Q_{i\nu} - \sigma_{i\nu})$.

Рассмотрим приближенные решения уравнения (18). Решая его методом Крамера в приближении двух низших волн в волноводе *I*, получим

$$\dot{H}_0^{IC} = \dot{\Gamma}_C = -\frac{1 - \left(\dot{Q}_{00} - \frac{\dot{Q}_{10}\dot{Q}_{01}}{\dot{Q}_{11} + 1}\right)}{1 + \left(\dot{Q}_{00} - \frac{\dot{Q}_{10}\dot{Q}_{01}}{\dot{Q}_{11} + 1}\right)}. \quad (20)$$

Тождественными преобразованиями эту формулу можно привести к следующей:

$$\dot{\Gamma}_C = e^{j\left\{2 \operatorname{arc\,ctg} \frac{1}{j}\left[\left(\dot{Q}_{00} - \frac{\dot{Q}_{10}\dot{Q}_{01}}{Q_{11}+1}\right)\right] - (1+\varkappa)2\pi\right\}}, \quad (21)$$

где $\varkappa$ — целая часть от отношения $2h/\lambda_в$.

Тогда фаза коэффициента отражения

$$\varphi_C = 2 \operatorname{arc\,ctg}\left[\frac{1}{j}\left(\dot{Q}_{00} - \frac{\dot{Q}_{10}\dot{Q}_{01}}{Q_{11}+1}\right)\right] - (1+\varkappa)2\pi. \quad (22)$$

В этих соотношениях при $b < \lambda_в/2$ коэффициенты с первым нулевым индексом — чисто мнимые, остальные — чисто действительные. Поэтому выражение в квадратной скобке всегда действительное. Слагаемое $(1+\varkappa)2\pi$ введено для того, чтобы при $c < \lambda_в$ зависимость φ_C от частоты и геометрических размеров была безразрывной функцией.

Можно получить также третье приближение, заменив выражение в круглых скобках формул (20)—(22) следующим:

$$\dot Q_{00}-\dot Q_{01}\frac{\begin{vmatrix}\dot Q_{10} & \dot Q_{12}\\ \dot Q_{20} & \dot Q_{22}+1\end{vmatrix}}{\begin{vmatrix}\dot Q_{11}+1 & \dot Q_{12}\\ \dot Q_{21} & \dot Q_{22}+1\end{vmatrix}}+\dot Q_{02}\frac{\begin{vmatrix}Q_{10} & Q_{11}+1\\ Q_{20} & Q_{21}\end{vmatrix}}{\begin{vmatrix}\dot Q_{11}+1 & \dot Q_{12}\\ \dot Q_{21} & \dot Q_{22}+1\end{vmatrix}}.$$

Случай антисимметричного возбуждения

Решение задачи для антисимметричного возбуждения неоднородности строится аналогично. Отличие состоит лишь в следующем. В волноводе *III* на боковых стенках $x=c/2$, $z=h$ и $z=0$ при $0<x<d/2$ должно удовлетворяться граничное условие для магнитного поля (5). В плоскости $x=0$ оно должно быть заменено условием $H_y=0$. Поэтому зависимость от x для отдельных гармоник поля в области *III* определится множителем $\sin\left[\frac{2\pi(n+0,5)x}{c}\right]$. Вместо соотношения (11) получим

$$k_{zn}^{IIIA}=\sqrt{k^2-k_y^2-\left[\frac{2\pi(n+0,5)}{c}\right]^2}. \qquad (23)$$

Интегралу (14) здесь соответствует интеграл

$$\frac{1}{b}\int\limits_{\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}+b}\cos\left[\frac{i\pi}{b}\left(x-\frac{d}{2}\right)\right]\sin\left[\frac{2\pi(n+0,5)x}{c}\right]dx=$$

$$=-\frac{1}{\pi}\frac{(n+0,5)(1+\alpha)}{[i(1+\alpha)]^2-(n+0,5)^2}\cos\frac{(n+0,5)\pi\alpha}{1+\alpha}=D_{in}. \qquad (24)$$

Уравнения связи имеют вид

$$\sigma_{i0}+\dot H_i^{IA}=2\delta_{i0}\sum_{n=0}^{\infty}[D_{in}\cos(k_{zn}^{IIIA}h)\dot H_n^{IIIA}]; \qquad (25)$$

$$\dot H_q^{IIIA}=\frac{2}{j(1+\alpha)}\frac{1}{k_{zq}^{IIIA}\sin(k_{zq}^{IIIA}h)}\cdot\sum_{m=0}^{\infty}[D_{im}k_{zm}^{I}(\sigma_{m0}-\dot H_m^{IA})], \qquad (26)$$

и окончательное решение запишется так:

$$\sum_{m=0}^{\infty}(\dot P_{im}+\sigma_{im})\dot H_m^{IA}=\dot P_{i0}-\sigma_{i0}, \qquad (27)$$

где

$$\dot P_{im}=j\frac{4\delta_{i0}\sqrt{1-\left(i\frac{\lambda_в}{2b}\right)^2}}{1+\alpha}\sum_{n=0}^{\infty}D_{in}D_{mn}\times$$

$$\times\frac{\operatorname{ctg}\left[\frac{2\pi h}{\lambda_в}\sqrt{\left[(n+0,5)\frac{\lambda_в}{c}\right]^2-1}\right]}{\sqrt{\left[(n+0,5)\frac{\lambda_в}{c}\right]^2-1}}. \qquad (28)$$

Решение этой системы в приближении двух низших волн в волноводе *I* имеет вид

$$\dot H_0^{IA}=\dot\Gamma_A=-\frac{1-\left(\dot P_{00}-\frac{\dot P_{10}\cdot\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}\right)}{1+\left(\dot P_{00}-\frac{\dot P_{10}\cdot\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}\right)}. \qquad (29)$$

Последнее выражение можно переписать так:

$$\dot\Gamma_A=e^{j2\operatorname{arc\,ctg}\left[\frac{1}{j}\left(\dot P_{00}-\frac{\dot P_{10}\cdot\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}\right)\right]}, \qquad (30)$$

откуда фаза коэффициента отражения

$$\varphi_A=2\operatorname{arc\,ctg}\left[\frac{1}{j}\left(\dot P_{00}-\frac{\dot P_{10}\cdot\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}\right)\right]. \qquad (31)$$

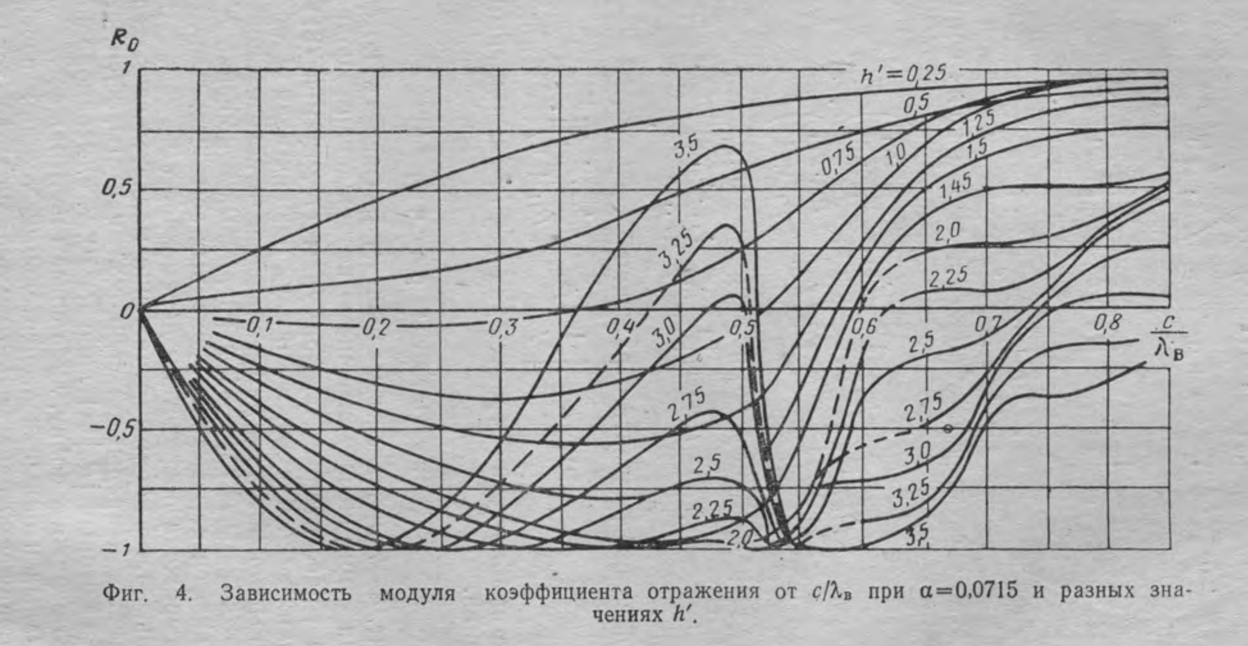
Третье приближение строится так же, как и при симметричном возбуждении.

Результаты расчетов

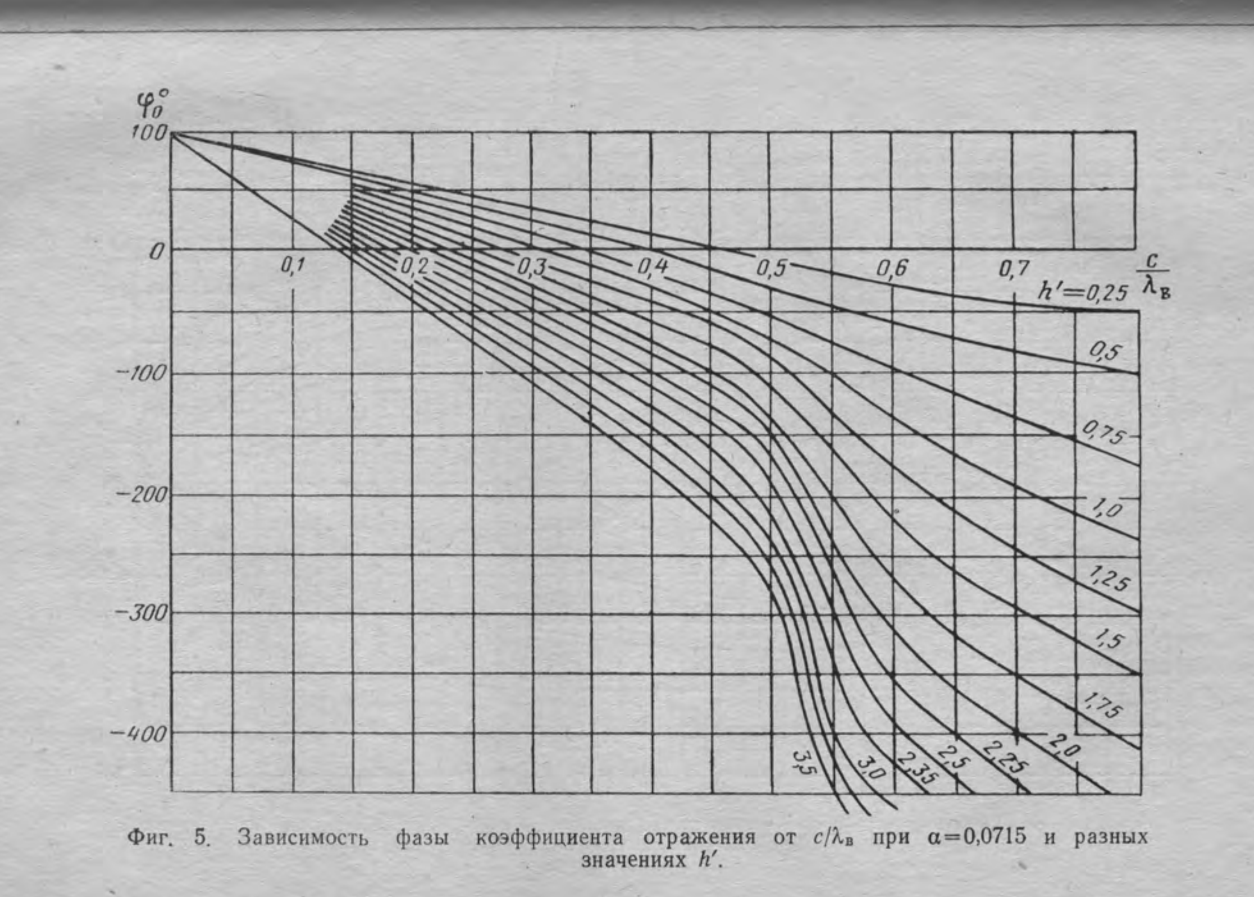
На фиг. 4—7 приведены модуль R_0 и фаза φ_0 коэффициента отражения при несимметричном возбуждении неоднородности $\dot\Gamma_0=R_0e^{j\varphi_0}$, рассчитанные по формулам (7), (22) и (31) с учетом двух низших волн в области *I* и двух низших волн в области *III*. Расчеты выполнены для двух значений относительной толщины ребра $\alpha=d/2b=0{,}0715$ и $\alpha=1$ и различных отношений $h'=h/b$, которые являются параметром указанных семейств. Частотная зависимость выражена посредством переменной $c/\lambda_в$.

Модуль коэффициента отражения меняется в пределах ±1, и фаза является непрерывной функцией частоты. Существуют режимы, для которых $|R_0|=1$ либо $R_0=0$, т. е. неоднородность либо полностью отражает волну, либо совсем не отражает.

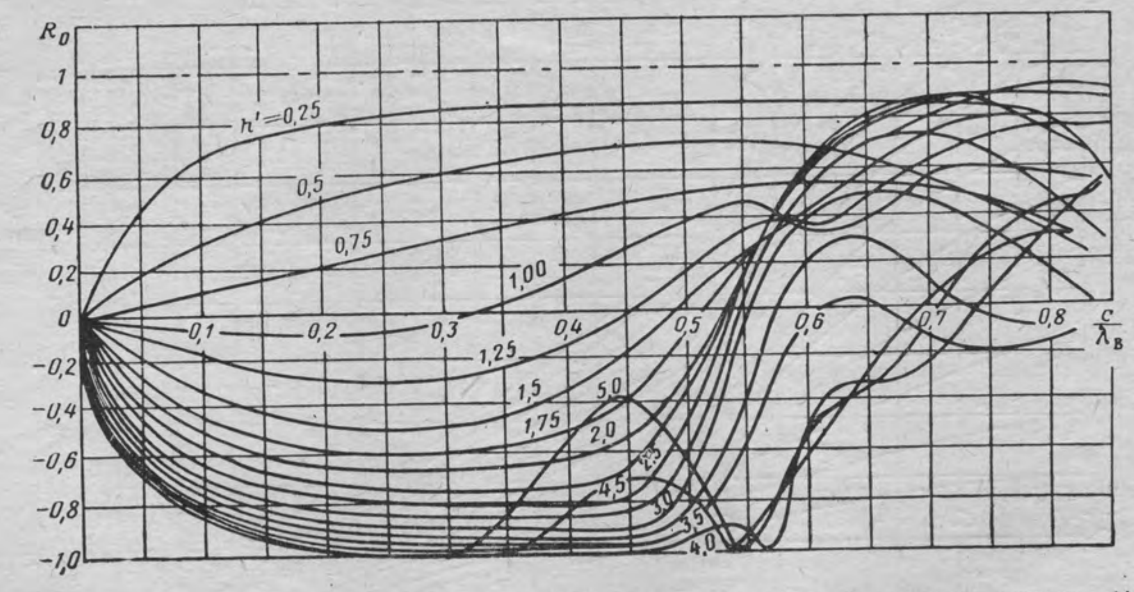
Для малых и больших относительных толщин перегородки α картина отражений качественно изменяется мало, хотя при больших толщинах зависимость R_0 от $c/\lambda_в$ более сложная.



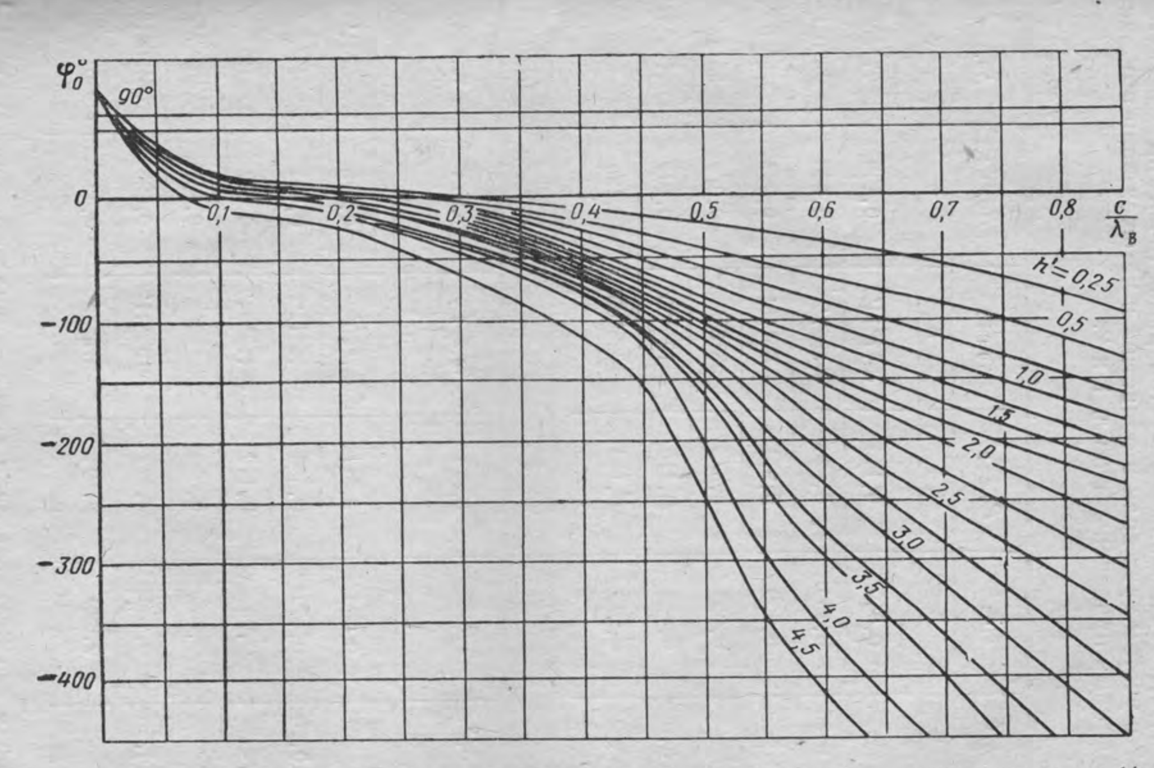
Фиг. 4. Зависимость модуля коэффициента отражения от $c/\lambda_в$ при $\alpha=0{,}0715$ и разных значениях h'.



Фиг. 5. Зависимость фазы коэффициента отражения от $c/\lambda_в$ при $\alpha=0{,}0715$ и разных значениях h'.



Фиг. 6. Зависимость модуля коэффициента отражения от $c/\lambda_в$ при $\alpha=1$ и разных значениях h'.



Фиг. 7. Зависимость фазы коэффициента отражения от $c/\lambda_в$ при $\alpha=1$ и разных значениях h'.

На фиг. 8—11 приведены зависимости модуля R_0 и фазы φ_0 от переменной $2h/\lambda_в$ при постоянной частоте. Семейства построены для $\alpha=0{,}0715$ и $\alpha=1$ и их параметром является величина $c/\lambda_в$.

Проверка точности соотношений второго приближения осуществлялась путем контрольных расчетов ряда точек на семействах фиг. 4—7 с учетом трех волн в области *I* и четырех волн в области *III*. Эти данные приведены в табл. 1 и 2.

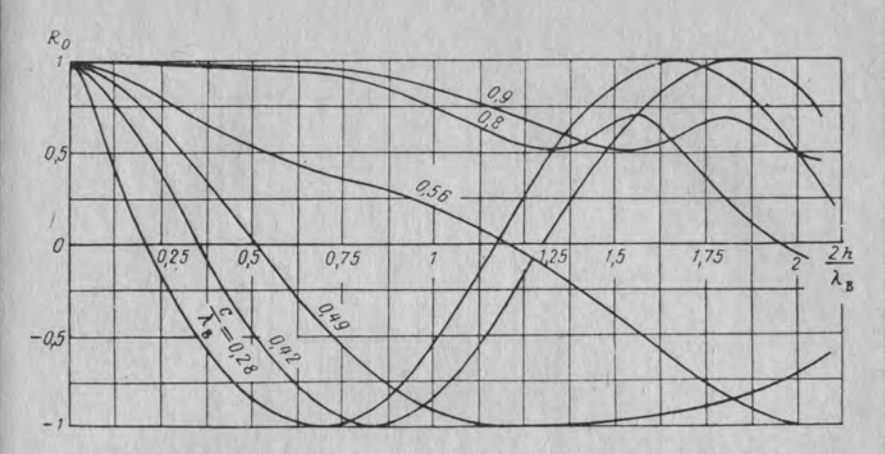
Таблица 1

α	h/b	$c/\lambda_в$	$R_{0,2\div2}$	$\varphi_{0,2\div2}$	$R_{0,3\div4}$	$\varphi_{0,3\div4}$
1	2	3	4	5	6	7
0,715	0,25	0,050	0,145	+77°11′	0,138	77°33′
		0,450	0,820	—5°27′	0,806	4°06′
		0,900	0,971	—66°18′	0,968	—65°59′
	3,0	0,050	—0,376	58°38′	—0,376	58°33′
		0,450	—0,116	—194°23′	—0,104	—194°57′
		0,900	—0,145	—826°05′	—0,125	—825°56′

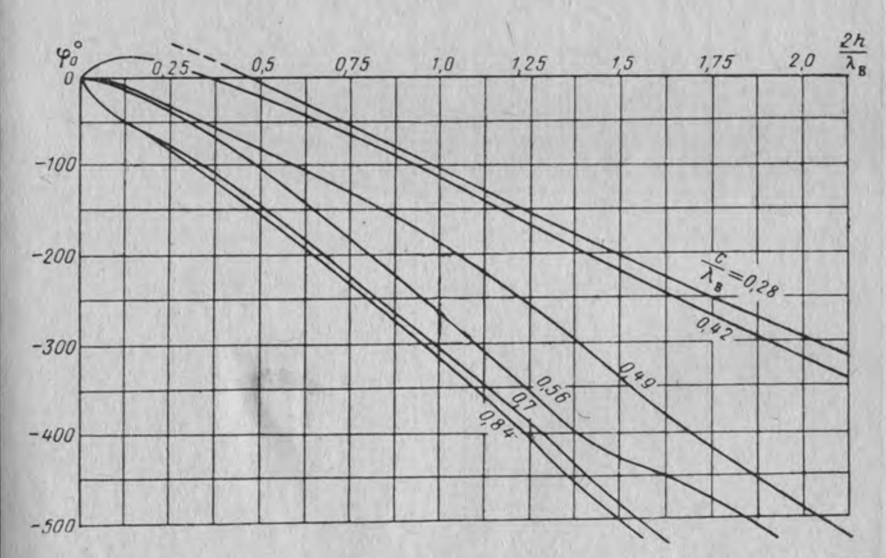
Таблица 2

α	h/b	$c/\lambda_в$	$R_{0,2\div2}$	$\varphi_{0,2\div2}$	$R_{0,3\div4}$	$\varphi_{0,3\div4}$
1	2	3	4	5	6	7
1	0,25	0,050	0,317	67°00′	0,325	66°31′
		0,450	0,893	—18°11′	0,891	—18°36′
		0,90	—0,119	—119°04′	—0,017	—127°04′
	4,5	0,050	—0,532	48°39′	—0,531	48°27′
		0,450	—0,822	—154°41′	—0,826	—155°13′
		0,900	0,404	—673°35′	0,423	—674°55′

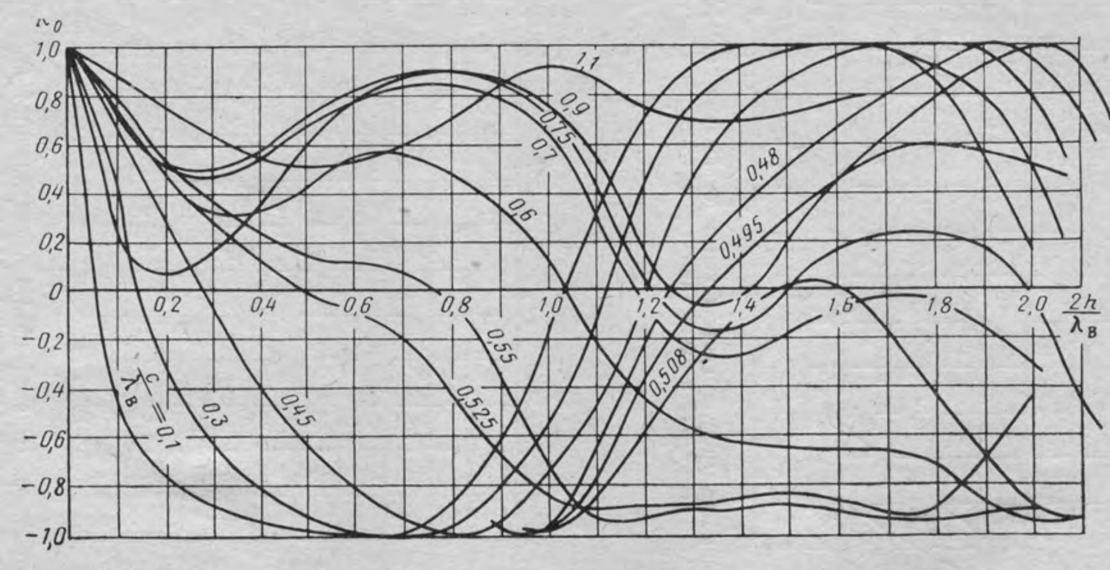
В графах 4 и 5 дано второе приближение, и в графах 6, 7 — уточненные значения. Как видно, ошибки фазы коэффициента отражения незначительны и не превышают единиц градусов, а для



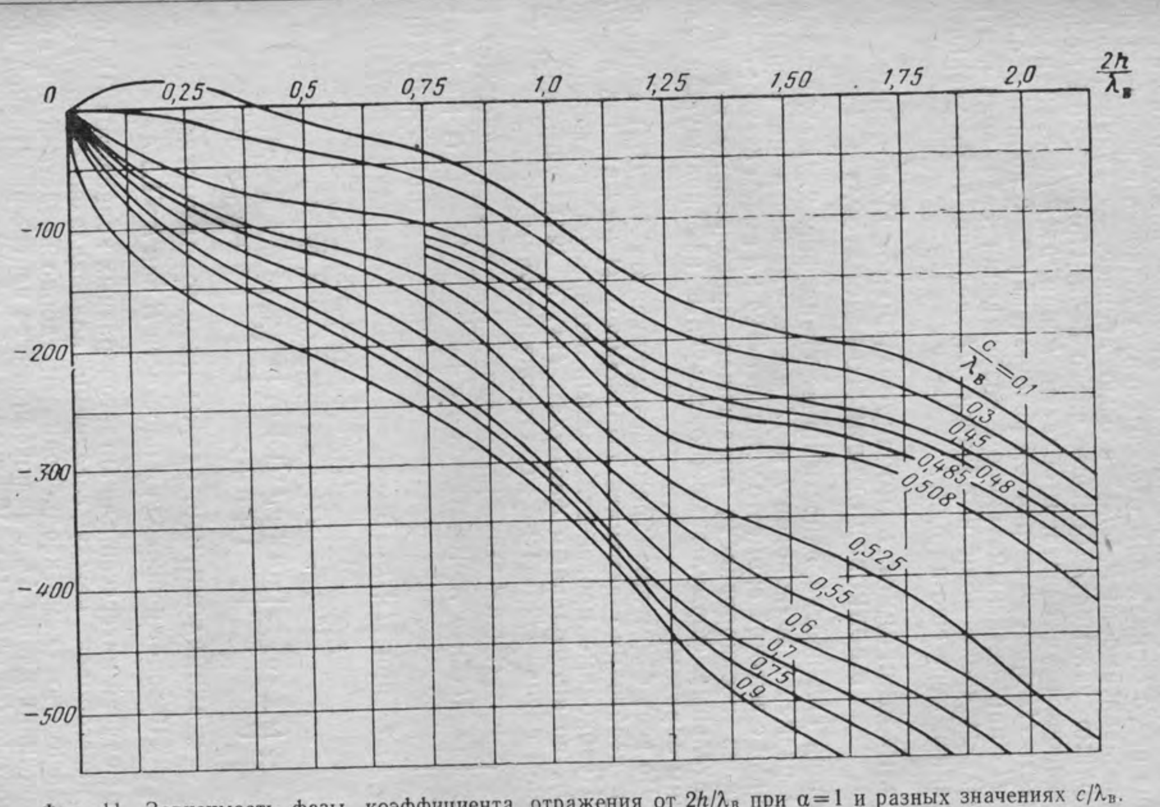
Фиг. 8. Зависимость модуля коэффициента отражения от $2h/\lambda_в$ при $\alpha=0{,}0715$ и разных значениях $c/\lambda_в$.



Фиг. 9. Зависимость фазы коэффициента отражения от $2h/\lambda_в$ при $\alpha=0{,}0715$ и разных значениях $c/\lambda_в$.



Фиг. 10. Зависимость фазы коэффициента отражения от $2h/\lambda_в$ при $\alpha=1$ и разных значениях $c/\lambda_в$.



Фиг. 11. Зависимость фазы коэффициента отражения от $2h/\lambda_в$ при $\alpha=1$ и разных значениях $c/\lambda_в$.

$c/\lambda_в < 0{,}5$ еще меньше. Ошибки модуля также невелики (единицы процентов). Но при малых значениях R_0 ошибки иногда возрастают существенно. Это объясняется некоторым боковым сдвигом кривых $R_0(c/\lambda_в)$, возникающим в приближенных решениях и больше всего снижающим относительную точность в местах пересечений зависимости $R_0(c/\lambda_в)$ с осью абсцисс. В таких случаях необходимо учитывать большее число волн. При $c/\lambda_в < 0{,}5$ можно рекомендовать учитывать: в области *I* при $b < \lambda_в/2$ 2—3 волны, в области *III* при симметричном возбуждении 2—3 волны, в области *III* при антисимметричном возбуждении 3—4 волны. При $0{,}5 < c/\lambda_в < 1$ число волн в области *III* должно быть увеличено по крайней мере еще на одну.

3. НЕОДНОРОДНОСТЬ «ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЕ ВКЛЮЧЕНИЕ В ВОЛНОВОД ОБЪЕМНОГО РЕЗОНАТОРА»

Общий вид неоднородности приведен на фиг. 2. В отличие от фиг. 1 размер b волноводов *I* и *II* здесь уменьшен на величину ступеньки с высотой e; вместо условия $c = 2b + d$ имеем $c = 2b + d + 2e$.

Анализ неоднородности аналогичен проделанному в разд. 2. Окончательные формулы можно получить из предыдущих следующим образом:

1. Во всех формулах (кроме коэффициентов A_{in}, D_{in}) величину $(1+\alpha)$ необходимо заменить выражением $(1+\alpha+\beta)$, где $\beta = e/b$.

2. Необходимо произвести полный перерасчет коэффициентов A_{in}, D_{in} по интегральным формулам (14) и (24), учитывая, что в данном случае $c/2b = 1+\alpha+\beta$. Отсюда получим

$$A_{in} = \begin{cases} \dfrac{1}{\pi} \dfrac{(1+\alpha+\beta)\,n}{[i(1+\alpha+\beta)]^2 - n^2}\left[\sin\dfrac{n\pi\alpha}{1+\alpha+\beta} + (-1)^{i+1}\sin\dfrac{n\pi(1+\alpha)}{(1+\alpha+\beta)}\right] & \text{при } i+n \neq 0; \\ 1 & \text{при } i+n = 0; \end{cases}$$

$$D_{in} = \frac{1}{\pi}\,\frac{(1+\alpha+\beta)(n+0{,}5)}{[i(1+\alpha+\beta)]^2 - (n+0{,}5)^2}\times$$

$$\times\left\{(-1)^i\cos\left[\frac{\pi(n+0{,}5)(1+\alpha)}{1+\alpha+\beta}\right] - \cos\left[\frac{\pi(n+0{,}5)\,\alpha}{2+\alpha+\beta}\right]\right\}.$$

4. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Поворот волновода в плоскости E при $h \leqslant 1{,}5$ *в*

Этот случай интересен для зигзагообразных волноводов [1]. Толщина перегородок между соседними волноводами здесь $d \ll b$. Эквивалентную схему неоднородности удобно представить в виде отрезка линии длины $\Delta l_э$ с включенной в ее центре реактивной проводимостью jB (фиг. 12). Удлинение $\Delta l_э$ учитывает набег фазы волны при огибании ребра, а проводимость jB учитывает отражения. Волновое сопротивление этой линии удобно взять равным сопротивлению невозмущенного волновода ϱ.

Определим параметры $\Delta l_э$ и B. Волне падающего магнитного поля $\dot H^{I}_{0\,пад} = 1$ в сечении $z=0$ (см. фиг. 1) соответствует единичный падающий ток $\dot J_{пад}(0) = 1$. На клеммах 2—2 эквивалентной схемы (см. фиг. 12) коэффициенту отражения магнитного поля $\dot H^{I}_0$ соответствует равный ему коэффициент отражения по току $\dot J_{отр}(0) = \dot\Gamma_0 = R_0 e^{j\varphi_0}$.

Этот коэффициент, трансформированный к клеммам 2′—2′, имеет вид

$$\dot\Gamma\left(\frac{\Delta l_э}{2}\right) = R_0 e^{j(\varphi_0 + \Delta\theta_э)}, \quad (32)$$

где

$$\Delta\theta_э = k_в \Delta l_э \quad \text{и} \quad k_в = \frac{2\pi}{\lambda_в}.$$

Кроме того, в любом сечении линии коэффициент отражения может быть выражен через соответствующую проводимость $\dot Y(z)$:

$$\dot\Gamma(z) = -\frac{1-\varrho\dot Y(z)}{1+\varrho\dot Y(z)}. \quad (33)$$

Фиг. 12. Эквивалентная схема неоднородности «поворот волновода в плоскости E на 180°».

В сечении 2′—2′

$$\dot\Gamma\left(\frac{\Delta l_э}{2}\right) = -\frac{1-\varrho\left(\dfrac{1}{\varrho}+jB\right)}{1+\varrho\left(\dfrac{1}{\varrho}+jB\right)} = \frac{0{,}5\,\varrho B}{\sqrt{1+(0{,}5\varrho B)^2}}\, e^{j\,\mathrm{arc\,ctg}\,(0{,}5\varrho B)}.$$

Сравнивая это выражение с формулой (32), получаем систему

$$\left.\begin{aligned} &\frac{0{,}5\,\varrho B}{\sqrt{1+(0{,}5\,\varrho B)^2}} = R_0; \\ &\mathrm{arc\,ctg}\,(0{,}5\varrho B) = \varphi_0 + \Delta\theta_э. \end{aligned}\right\}$$

После ее решения имеем следующие расчетные формулы для эквивалентных параметров

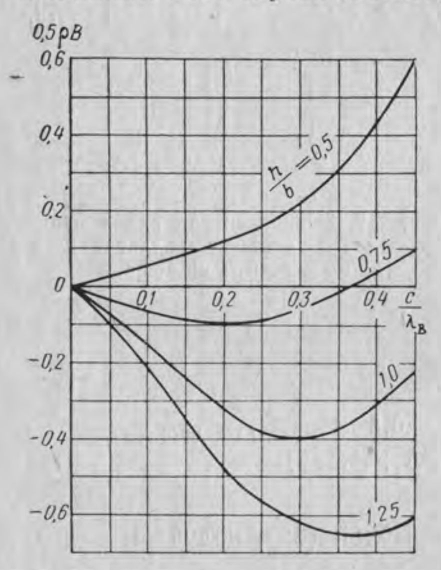
$$\left.\begin{aligned} &0{,}5\,\varrho B = \frac{R_0}{\sqrt{1-R_0^2}}; \\ &\Delta\theta_э = \mathrm{arc\,ctg}\left(\frac{R_0}{\sqrt{1-R_0^2}}\right) - \varphi_0, \end{aligned}\right\} \quad (34)$$

где $0{,}5\varrho B$ и $\Delta\theta_э$ выражены через модуль R_0 и фазу φ_0 коэффициента отражения от неоднородности при ее одностороннем несимметричном возбуждении.

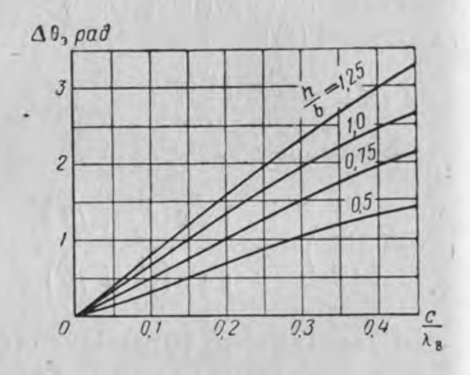
Воспользовавшись формулой (7), можно получить также связь эквивалентных параметров непосредственно с фазами коэффициентов отражений от неоднородности при ее симметричном φ_C и антисимметричном φ_A возбуждении:

$$\left.\begin{aligned} 0{,}5\varrho B &= \mathrm{ctg}\left(\frac{\varphi_A-\varphi_C}{2}\right); \\ \Delta\theta_э &= -\varphi_C. \end{aligned}\right\} \qquad (35)$$

Из графиков, приведенных на фиг. 8 и 9, следует, что при $h\to 0$ $B\to+\infty$ и $\Delta l_э\to 0$. Коэффициент отражения Γ_0 при этом близок к единице. Этот случай соответствует емкостному характеру проводимости jB, причем эквивалентное удлинение линии $\Delta l_э$, так же как и в случае тонких емкостных диафрагм в волноводах, отсутствует. По мере увеличения h емкостная проводимость с конца ребра на противоположную стенку уменьшается и возникает удлинение $\Delta l_э$. При $c<0{,}4\lambda_в$ на фазу коэффициента отражения сначала в большей мере влияет уменьшение проводимости, что приводит к росту φ_0. Затем преобладает влияние роста удлинения $\Delta l_э$. (Последнее возрастает с увеличением размера h). Фаза φ_0 поэтому далее уменьшается. При $c>0{,}4\lambda_в$ всегда преобладает второй фактор. При увеличении h характер проводимости jB меняется вместе со знаком коэффициента отражения R_0.



Фиг. 13. Зависимость нормированной проводимости $0{,}5\varrho B$ от $c/\lambda_в$ при $\alpha=0{,}0715$ и разных отношениях h/b.



Фиг. 14. Зависимость электрического удлинения $\Delta\theta_э$ от $c/\lambda_в$ при $\alpha=0{,}0715$ и разных отношениях h/b.

Из фиг. 4 видно, что в интервале значений $c/\lambda_в\approx 0{,}25\div 0{,}45$ проводимость jB имеет емкостный характер при $h'\leq 0{,}7$ и индуктивный при $h'>0{,}7$. Для значения $h'\approx 0{,}7$ отражения от изгиба минимальны.

На фиг. 13 и 14 приведены значения эквивалентных параметров $0{,}5\varrho B$ и $\Delta\theta_э$ в функции $c/\lambda_в$ при $\alpha=d/2b=0{,}0715$ и разных $h'=h/b$. Эти значения могут быть использованы также и для других α, существенно меньших единицы.

Последовательное включение в волновод объемного резонатора

Рассмотрим неоднородности, приведенные на фиг. 1 и 2, при условии, что $h\gg b$. Эквивалентную схему будем искать в виде П-образного четырехполюсника (фиг. 15) с реактивными эквивалентными параметрами jB и jX. Сравнивая коэффициенты отражений на клеммах 2—2 по магнитному полю (6) и току (33) при несимметричном возбуждении неоднородности из волновода I, можно получить условие

$$R_0 e^{j\varphi_0} = -j\frac{\left[\frac{X}{2\varrho}-\varrho B\left(1-\frac{XB}{2}\right)\right]}{(1-XB)+j\left[\frac{X}{2\varrho}+\varrho B\left(1-\frac{XB}{2}\right)\right]}.$$

После разделения действительных и мнимых частей оно распадается на два уравнения, из которых можно определить X и B:

$$\left.\begin{aligned} \varrho B &= \frac{-\sin\varphi_0+\sqrt{1-R_0^2}}{\cos\varphi_0-R_0}; \\ \frac{X}{\varrho} &= \frac{\cos\varphi_0-R_0}{\sqrt{1-R_0^2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (36)$$

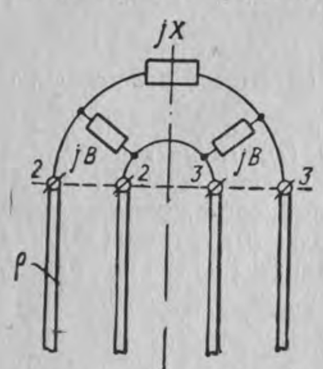
Если воспользоваться равенством (7) и выразить R_0 и φ_0 через φ_C и φ_A, причем учесть, что $\sqrt{1-R_0^2}=\sin\left(\frac{\varphi_A-\varphi_C}{2}\right)$, то получим

$$\left.\begin{aligned} \varrho B &= \mathrm{ctg}\,\frac{\varphi_A}{2}; \\ \frac{2\varrho}{X} &= \mathrm{ctg}\,\frac{\varphi_A}{2}-\mathrm{ctg}\,\frac{\varphi_C}{2}. \end{aligned}\right\} \qquad (37)$$

Эти соотношения можно получить и непосредственно, рассматривая случаи симметричного и антисимметричного возбуждения неоднородности падающим током (см. фиг. 15). При антисимметричном возбуждении ток в плоскости симметрии отсутствует, что эквивалентно разрыву цепи с последовательным элементом jX. При этом входная проводимость равна jB, и коэффициент отражения в соответствии с формулой (33)

$$\dot{\Gamma}_A = -\frac{1-j\varrho B}{1+j\varrho B} = e^{j2\,\mathrm{arc\,ctg}\,\varrho B}. \qquad (38)$$

Но поскольку $2\operatorname{arc\,ctg}\varrho B=\varphi_A$, приходим к первой формуле (37). При симметричном возбуждении током потенциал в плоскости симметрии равен нулю. Этому соответствует входная проводимость $\left(jB+\frac{2}{jX}\right)$. Коэффициент отражения



Фиг. 15. П-образная эквивалентная схема неоднородности «включение в волновод объемного резонатора».

$$\dot\Gamma_C=-\frac{1-j\left(\varrho B-\frac{2\varrho}{X}\right)}{1+j\left(\varrho B-\frac{2\varrho}{X}\right)}. \tag{39}$$

В конечном счете приходим ко второй формуле (37).

Эквивалентные параметры X и B можно выразить непосредственно через коэффициенты $\dot Q_{im}$, $\dot P_{im}$. Сравнивая формулы (38) и (29), а также (39) и (20), в приближении с двумя волнами имеем

$$j\varrho B=\dot P_{00}-\frac{\dot P_{10}\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}, \tag{40}$$

$$\frac{2\varrho}{jX}=\left(\dot Q_{00}-\frac{\dot Q_{10}\cdot\dot Q_{01}}{\dot Q_{11}+1}\right)-\left(\dot P-\frac{\dot P_{10}\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}\right). \tag{41}$$

Рассмотрим эквивалентную схему неоднородности при

$$c<\frac{\lambda_в}{2},\quad b<\frac{\lambda_в}{2}, \tag{42}$$

В этом случае коэффициент $\dot P_{00}$, определяющий характер правой части (40), — мнимый, со знаком плюс. Коэффициент $\dot P_{10}$ действительный, положительный. Коэффициент $\dot P_{01}$ — мнимый, со знаком минус. Вся правая часть равенства (40) имеет вид jA, где $A>0$, и проводимость jB носит чисто емкостной характер. Все антисимметричные волны в области III начиная с $n=0$ являются нераспространяющимися, экспоненциально убывающими по оси z. При размерах, удовлетворяющих условию

$$\frac{h}{c}\geqslant\frac{2}{\pi\sqrt{1-\left(2\frac{c}{\lambda_в}\right)^2}}, \tag{43}$$

все гиперболические котангенсы в выражении (28) можно с точностью до 4% принять равными единице. Зависимость полей от размера h при этом исчезает. В частности, при $c/\lambda_в\leqslant0{,}45$ требуется иметь $h/c\geqslant1{,}5$ и при $c/\lambda_в\leqslant0{,}35$ требуется иметь $h/c\geqslant0{,}9$.

Сопротивление jX зависит от h главным образом посредством коэффициента $\dot Q_{00}$, который можно представить в виде суммы

$$\dot Q_{00}=-j\frac{1}{1+\alpha+\beta}\operatorname{ctg}k_вh+\dot Q'_{00}, \tag{44}$$

где $k_в=\frac{2\pi}{\lambda_в}$.

Первое слагаемое связано со старшим членом бесконечной суммы (19) с номером $n=0$, и размер h входит в него под знаком тригонометрической функции. При этом зависимость $\dot Q_{00}$ от h сохраняется, в том числе и при больших h. Коэффициенты $\dot Q_{im}$ этого слагаемого не содержат, так как для них произведение коэффициентов $A_{in}A_{mn}$ при $n=0$ и $i+m\neq0$ обращается в нуль.

Второе слагаемое в равенстве (44) связано с остатком суммы (19). Зависимость от размера h, как и для остальных $\dot Q_{im}\neq\dot Q_{00}$, определяется гиперболическими функциями, и этой зависимостью при $c/\lambda_в\leqslant0{,}45$ и ошибке меньше 4% можно пренебречь для $h\geqslant0{,}4c$.

Подставляя формулу (44) в выражение (41) и группируя все члены, не зависящие от h, получим

$$\frac{1}{jX}=-j\frac{1}{\varrho_{III}}\operatorname{ctg}k_вh-jB_{III}, \tag{45}$$

Фиг. 16. Эквивалентная схема неоднородности при больших отношениях h/c.

где $\varrho_{III}=2\varrho(1+\alpha+\beta)$ — волновое сопротивление волновода III, и

$$B_{III}=\frac{1}{\varrho_{III}}\frac{1}{j}\left[\left(\dot P_{00}-\frac{\dot P_{10}\dot P_{01}}{\dot P_{11}+1}\right)-\left(\dot Q'_{00}-\frac{\dot Q_{10}\dot Q_{01}}{\dot Q_{11}+1}\right)\right]. \tag{46}$$

Формуле (45) соответствует параллельное соединение короткозамкнутого волновода III и проводимости $-jB_{III}$. При удовлетворении условий (42) величина B_{III} оказывается действительной, положительной. Следовательно, проводимость $-jB_{III}$ индуктивная. Таким образом, приходим к эквивалентной схеме неоднородности, приведенной на фиг. 16. Аналогичный вид имеет эквивалентная схема разделения прямоугольного волновода в плоскости E бесконечно тонкой металлической перегородкой [3].

Результаты расчетов по формулам (40) и (46) для трех соотношений размеров неоднородности и интервала значений $c/\lambda_в=$

$=0 \div 0,45$ приведены в [2]. При этом, как и в предыдущих расчетах, учитывались две волны в волноводе *III* и две волны в волноводе *I*.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов М. Г., Свойства и расчет змейковых волноводов для антенн с частотным сканированием. Настоящий сборник.
2. Кузнецов М. Г., Применение и расчет замедляющих систем с двухярусным расположением ячеек в антеннах частотного сканирования, Настоящий сборник.
3. «Справочник по волноводам» под ред. Я. Н. Фельда, «Советское радио», 1952.

УДК 621.396.671.4 : 621.396.965

Канд. техн. наук *Д. И. ВОСКРЕСЕНСКИЙ*,
канд. техн. наук *Р. А. ГРАНОВСКАЯ*

КАНАЛИЗИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ АНТЕНН СПЕЦИАЛЬНОЙ ФОРМЫ С ЧАСТОТНЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

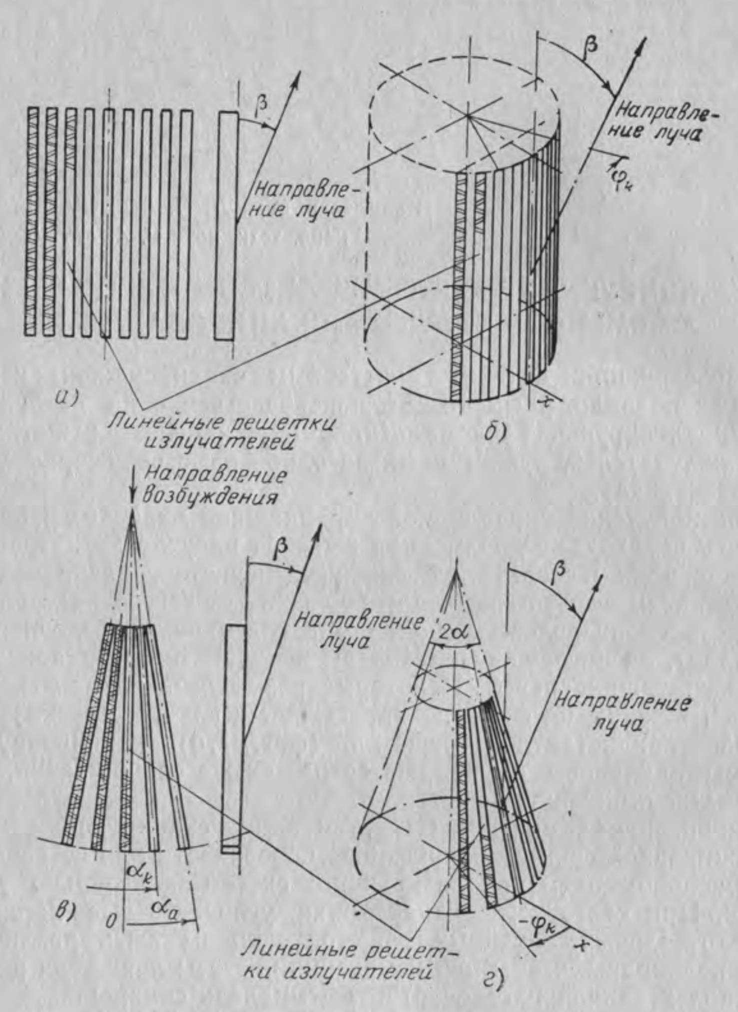
В конструкциях антенн с частотным сканированием излучатели, как правило, расположены непосредственно на возбуждающей канализирующей системе (например, линейная решетка щелевых излучателей, прорезанных на одной из стенок прямоугольного волновода).

Для получения управляемой карандашной диаграммы направленности необходима двухмерная решетка излучателей. Подобную решетку можно создать из линейных решеток, расположенных определенным образом на некоторой поверхности. В ряде случаев заранее предопределены либо форма поверхности (плоская или выпуклая), на которой расположены излучатели, либо положение канализирующих систем. Некоторые возможные варианты таких антенн показаны на фиг. 1. В простейшем случае плоской двухмерной эквидистантной решетки (фиг. 1, *а*) канализирующие системы одинаковы и выбираются из тех же соображений, что и для обычной линейной решетки.

Выбор канализирующих систем для сканирующих антенн со специальной формой излучающей поверхности или со специальным расположением канализирующих систем значительно усложняется. При частотном сканировании углочастотные характеристики отдельных линейных решеток должны быть различными и так подобраны, чтобы при изменении частоты лучи этих решеток (в одной заданной плоскости) перемещались синхронно.

Ниже рассмотрены условия совместной работы линейных решеток в антеннах специальной формы, уточняются требования, предъявляемые к канализирующим системам, и предлагается методика расчета линейных решеток при условии сопряжения углочастотных характеристик группы линейных решеток. Приведены результаты исследования ряда канализирующих систем, проведенного для выявления наиболее пригодных систем подобных антенн. В заключение приведены результаты расчета параметров линейной решетки излучателей антенны при заданных девиации частоты, секторе обзора и расположении излучателей.

Рассмотрение проведено для случая частотного управления лучом при последовательном возбуждении излучателей в линейной



Фиг. 1. Антенны, образованные линейными решетками излучателей.

а—плоская двухмерная решетка, *б*—двухмерная решетка, расположенная на цилиндрической поверхности, *в*—плоская «веерообразная» двухмерная решетка, *г*—двухмерная решетка, расположенная на конической поверхности.

решетке. Полученные результаты могут быть также использованы при проектировании подобных антенн с нечастотным электрическим и электромеханическим способами сканирования.

1. УСЛОВИЯ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ ЛИНЕЙНЫХ РЕШЕТОК ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ В АНТЕННЕ

Углочастотная зависимость линейной решетки излучателей имеет вид

$$\gamma + n\frac{\lambda}{T} = \pm\cos\psi \qquad (1)$$

для излучателей, синфазно связанных с возбуждающим полем, и

$$\gamma + (n + 0{,}5)\frac{\lambda}{T} = \pm\cos\psi \qquad (2)$$

для излучателей, переменнофазно связанных с возбуждающим полем,

где γ — замедление в канализирующей системе;
n — номер рабочего луча;
λ — рабочая длина волны;
T — шаг излучателей решетки;
ψ — угол отклонения луча от оси линейной решетки излучателей (знак «±») зависит от направления возбуждения решетки).

При переходе к двухмерной решетке излучателей уравнения (1) и (2) для некоторой k-й линейной решетки должны принимать вид

$$\gamma_k + n\frac{\lambda}{T_k} = \pm F_k; \qquad (1а)$$

$$\gamma_k + (n + 0{,}5)\frac{\lambda}{T_k} = \pm F_k, \qquad (2а)$$

где F_k — некоторая функция, зависящая от расположения линейной решетки в антенне и положения луча в пространстве.

В зависимости от формы антенны функция F имеет различный вид. Так, для антенн, показанных на фиг. 1, *е* и *б*, $F = \cos\beta$, для антенны (*в*) $F = \cos\alpha_k \cos\beta$ и для антенны (*г*) $F = F(\alpha, \beta, \varphi_k)$.

При качании диаграммы направленности антенны угловые перемещения лучей линейных решеток излучателей должны быть согласованы во всем диапазоне углов качания от β_{max} до β_{min}. Такое согласование достигается выбором величины замедления γ в канализирующей системе, возбуждающей излучатели, а также шага T излучателей. Для антенн (*а*) и (*б*) согласованное движение отдельных лучей получается при одинаковых замедлениях γ во всех канализирующих системах. Поэтому требования к системам здесь упрощаются. Однако для формирования луча возбуждение линейных канализирующих систем в антенне (*а*) должно быть синфазным, а в антенне (*б*) — со специальным фазовым распределением, зависящим от β.

Антенны (*в*) и (*г*) характеризуются непараллельным (расходящимся) расположением линейных решеток и требуют дополнительного согласования движения лучей каждой лниейки.

Ниже остановимся на выборе канализирующих систем для антенн с непараллельным расположением линейных решеток и, в частности, для плоской антенны (*в*), которую назовем «веерообразной».

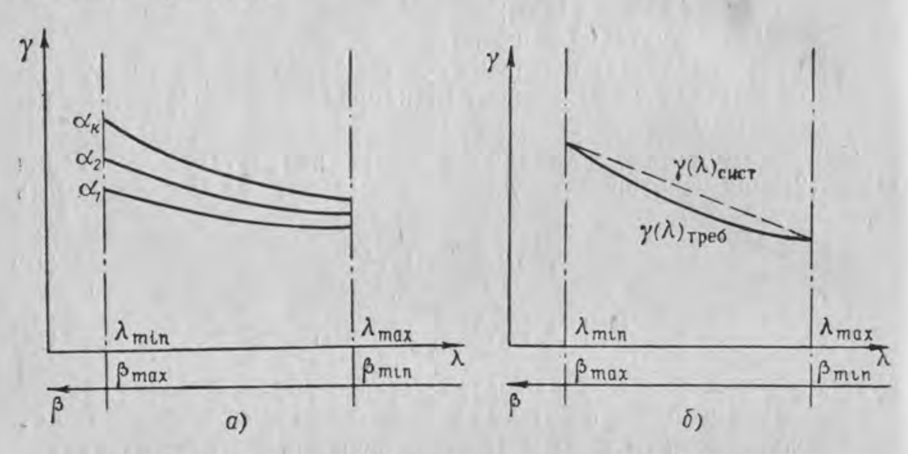
Для линейных решеток веерообразной антенны углочастотная зависимость должна удовлетворять соотношению

$$\gamma_k + n\frac{\lambda}{T_k} = -\cos\alpha_k \cos\beta, \tag{3}$$

либо

$$\gamma_k + (n+0{,}5)\frac{\lambda}{T_k} = -\cos\alpha_k \cos\beta. \tag{4}$$

Возбуждение антенны предполагается в направлении, показанном на фиг. 1, *в*.



Фиг. 2. Зависимость замедления γ от длины волны λ и угла β.

Из уравнений (3), (4) следует, что если принять одну из линейных решеток (например, решетку с азимутом $\alpha_k=0$) за опорную, в которой известна величина замедления и углочастотная характеристика $\beta(\lambda)$, а следовательно, и дисперсионная характеристика $\gamma(\lambda)$, то дисперсионные характеристики остальных решеток определяются однозначно. Семейство дисперсионных характеристик $\gamma(\lambda)$ линейных решеток, сопряженных в соответствии с уравнениями (3), (4), при $T=\text{const}$ показано на фиг. 2, *а*. Из графиков явствует, что в каждой точке рабочего диапазона длин волн для каждой линейной решетки необходимо иметь вполне определенное значение замедления γ. Если требуемая дисперсионная характеристика $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$ каждой линейной решетки, найденная из уравнений (3), (4), будет совпадать во всем рабочем диапазоне волн с характеристикой $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$ канализирующей системы, возбуждающей данную решетку излучателей, то перемещение лучей системы линейных решеток в пространстве будет согласованным. Однако выполнить канализирующие системы по заданной характеристике $\gamma(\lambda)$ трудно. Поэтому в большинстве случаев имеется расхождение между характеристиками $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$ и $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$. В связи с этим возникает задача сопряжения характеристик, если не во всем рабочем диапазоне волн, то хотя бы в нескольких его точках, что практически часто является достаточным. Так, на фиг. 2, *б* приведены кривые $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$ и $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$, сопряженные лишь в двух точках на краях сектора сканирования.

Число точек сопряжения не должно превышать числа параметров канализирующей системы, изменение которых смещает и деформирует характеристику в заданном диапазоне волн. К этим параметрам следует отнести и шаг излучателей T, выбором которого также можно изменять характеристику $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$. Практически сопряжение дисперсионных характеристик $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$ и $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$ более чем в двух точках рабочего диапазона оказывается затруднительным, так как в реальных канализирующих системах можно располагать ограниченным числом параметров, влияющих на дисперсионные характеристики. Естественно, что при сопряжении характеристик только в двух точках рабочего диапазона в остальной части диапазона возникает отклонение фазового распределения в решетке от требуемого, ухудшающее направленные свойства антенны.

Одним из способов сопряжения характеристик $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$ и $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$ может быть, например, сопряжение на краях рабочего диапазона волн. При этом можно принять, что максимальная ошибка сопряжения $\delta_{\max}=[\gamma(\lambda)_{\text{треб}}-\gamma(\lambda)_{\text{сист}}]_{\max}$ приближенно соответствует средней длине волны диапазона $\lambda_{\text{ср}}=\frac{1}{2}(\lambda_{\max}+\lambda_{\min})$.

Максимально допустимая длина линейной решетки $L_{\max}$ с учетом ошибки сопряжения $\delta_{\max}$ может быть найдена из условия, что отклонение фазового распределения в линейной решетке излучателей от требуемого не превышает $\pi/2$. В этом случае

$$kL_{\max}[\gamma(\lambda)_{\text{треб}}-\gamma(\lambda)_{\text{сист}}]_{\max}=\pi/2, \tag{5}$$

где $k=\frac{2\pi}{\lambda}$.

Отсюда

$$\frac{L_{\max}}{\lambda}=\frac{1}{4\delta_{\max}}. \tag{6}$$

2. ТРЕБОВАНИЯ К КАНАЛИЗИРУЮЩИМ СИСТЕМАМ

Канализирующие системы рассматриваемых антенн должны допускать регулирование дисперсионных характеристик для сопряжения $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$ и $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$. Это регулирование может осуществляться путем изменения размеров, формы, заполнения диэлектриком и т. д.

Для получения высокого к. п. д. антенны канализирующие системы должны иметь малый коэффициент затухания.

Замедление γ в канализирующей системе не должно быть большим. С ростом величины замедления требуется бо́льшая точность изготовления системы, так как незначительные относительные изменения γ соответствуют большим абсолютным ошибкам δ и, следовательно, значительному расширению диаграммы направленности антенны. Кроме того, с увеличением замедления растут потери в канализирующей системе. Как было выяснено при сравнительном анализе систем, оптимальные результаты дают системы с замедлением, близким к единице. Однако применение систем с малым замедлением связано с расширением рабочего диапазона волн при заданном секторе обзора.

Желательно, чтобы канализирующие системы имели малую крутизну дисперсионной характеристики $\partial\gamma(\lambda)/\partial\lambda$ в рабочем диапазоне волн. Увеличение крутизны характеристики, с одной стороны, сужает рабочий диапазон волн, а с другой — увеличивает ошибки сопряжения.

Канализирующие системы должны допускать прорезание щелей с шагом $T \leqslant \lambda/2$ в осевом направлении системы для избежания многолепестковости диаграммы направленности.

Поперечные размеры канализирующих систем должны допускать взаимное расположение систем в антенне таким образом, чтобы расстояние между излучателями соседних линейных решеток не превышало λ. В противном случае диаграмма направленности будет многолепестковой.

3. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЛИНЕЙНЫХ РЕШЕТОК ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Расчет линейных решеток излучателей при условии сопряжения характеристик $\gamma(\lambda)_{треб}$ и $\gamma(\lambda)_{сист}$ в двух крайних точках рабочего диапазона волн (при λ_{max} и λ_{min}) сводится в общем случае к совместному решению системы четырех уравнений для каждой линейной решетки:

$$\left.\begin{aligned} &\text{I. } \gamma_{k\,max}+(n+0,5)\frac{\lambda_{min}}{T_k}=\pm F_{k\,max};\\ &\text{II. } \gamma_{k\,min}+(n+0,5)\frac{\lambda_{max}}{T_k}=\pm F_{k\,min};\\ &\text{III. } f(\gamma_{k\,max}, \lambda_{min}, a_{1k}, a_{2k}, \ldots, a_{mk})=0;\\ &\text{IV. } f(\gamma_{k\,min}, \lambda_{max}, a_{1k}, a_{2k}, \ldots, a_{mk})=0, \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

где $F_{k\,max}$ и $F_{k\,min}$ — значения F_k при β_{max} и β_{min};
a_{1k}, a_{2k} — параметры канализирующей системы, подлежащие определению;
$f(\gamma_k, \lambda, a_{1k}, \ldots, a_{mk})=0$ — уравнение дисперсионной характеристики канализирующей системы.

Выражения I и II даны для переменнофазно связанных излучателей. В случае использования синфазно связанных излучателей эти выражения должны быть записаны с учетом соотношения (1а). Обычно величины β_{max}, β_{min}, а также некоторые геометрические параметры антенны бывают заданы.

Число неизвестных в уравнениях (7) может превышать число уравнений, поэтому частью искомых величин приходится задаваться.

Определение максимальной ошибки сопряжения сводится к следующему. По найденным из системы (7) величинам λ_{max}, λ_{min}, a_{10}, $a_{20}, \ldots, a_{m0}$ для линейной решетки, принятой за начальную ($k=0$), определяются средняя длина волны рабочего диапазона $\lambda_{ср}=\frac{1}{2}(\lambda_{max}+\lambda_{min})$ и замедление в канализирующей системе, соответствующее этой длине волны, из уравнения

$$f(\gamma_{сист}, \lambda_{ср}, a_{10}, a_{20}, \ldots, a_{m0})=0. \quad (8)$$

Далее из выражения (2) определяется угол ψ_0 наклона луча начальной линейной решетки ($k=0$) относительно ее оси. По найденному углу ψ_0 находим угол $\beta_{ср}$, соответствующий $\lambda_{ср}$, из соотношения

$$\cos\psi_0=F. \quad (9)$$

Затем определяем угол наклона луча для k-й линейной решетки (при $k\neq0$);

$$\cos\psi_k=F_k. \quad (10)$$

Требуемое замедление для этой решетки находим из выражения

$$\gamma_{треб}+(n+0,5)\frac{\lambda_{ср}}{T_k}=\pm\cos\psi_k. \quad (11)$$

Из уравнения

$$f(\gamma_{сист\,k}, \lambda_{ср}, a_{1k}, a_{2k}, \ldots, a_{mk})=0 \quad (12)$$

определяем величину замедления канализирующей системы k-й решетки при $\lambda_{ср}$.

Максимальная ошибка сопряжения определится теперь как

$$\delta_{max}=\gamma_{треб\,k}-\gamma_{сист\,k}. \quad (13)$$

Расчет максимальной ошибки сопряжения согласно данной методике является приближенным, так как δ_{max} не всегда соответствует средней длине волны рабочего диапазона волн.

Для оценки максимально допустимой длины антенны достаточно найти ошибку сопряжения для крайней решетки излучателей (при $\alpha_k=\alpha_a$), определив угол качания $\beta_{ср}$ при расчете решетки с $\alpha_{k=0}=0$.

4. КАНАЛИЗИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ

При выборе канализирующей системы для антенн типа приведенных на фиг. 1, *в* и *г* рассматривалась возможность применения волноводных систем, изображенных на фиг. 3.

При рассмотрении канализирующих систем предполагалось, что последние используются для возбуждения линейных решеток излучателей, расположенных веерообразно на плоскости в секторе с углом $2\alpha_a$. Качание диаграммы направленности осуществляется в диапазоне углов $\beta_{max}-\beta_{min}$ при изменении длины волны от λ_{min} до λ_{max}. Сопряжение характеристик проводится в двух крайних точках диапазона длин волн согласно методике, приведенной выше.

Не останавливаясь на подробном исследовании систем, приведем основные результаты.

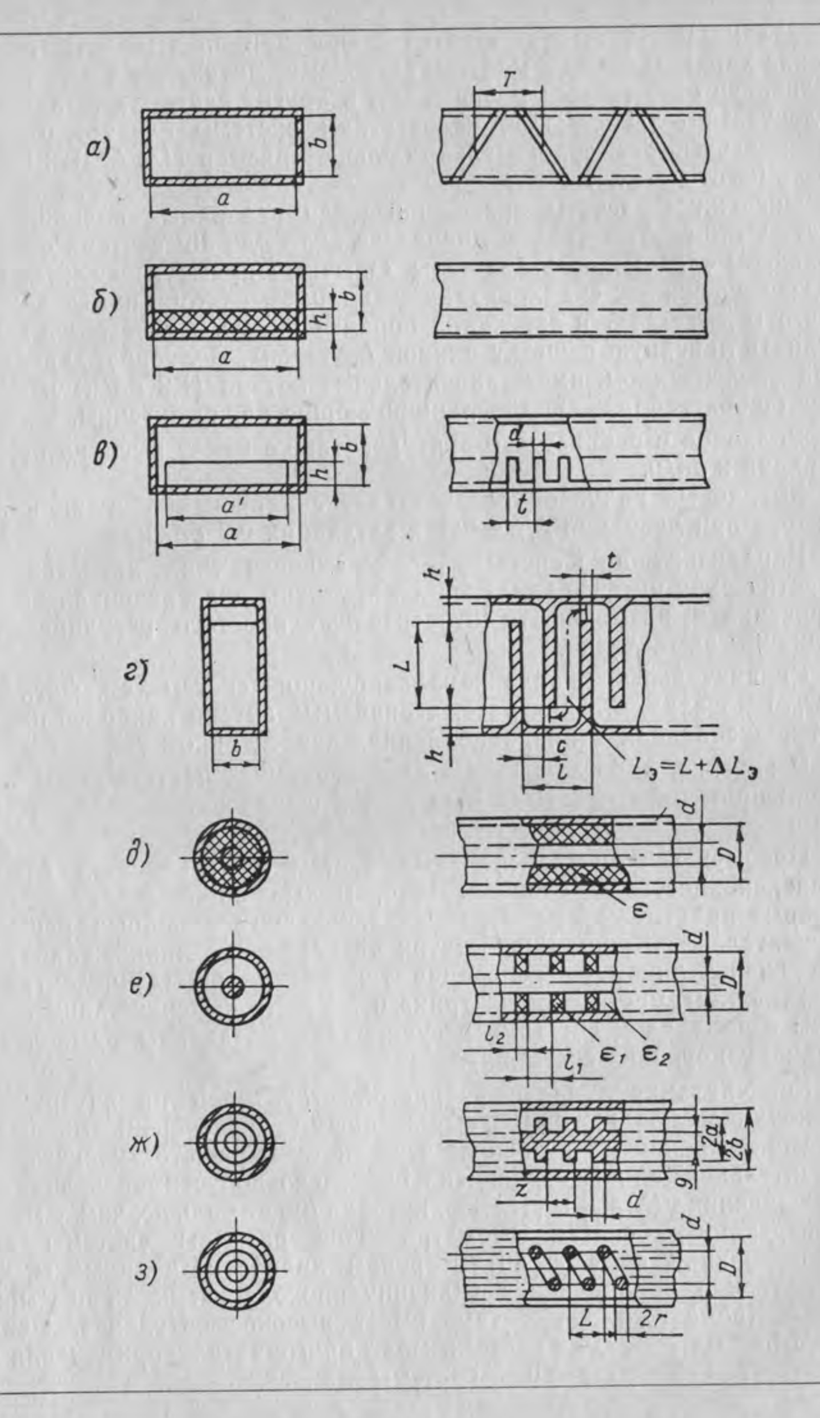
Как показали исследования, среди систем волноводного типа наиболее полно удовлетворяет предъявляемым требованиям прямоугольный волновод с щелями, противофазно связанными с полем волны H_{10} волновода.

К преимуществам этой системы по сравнению с другими волноводными системами относятся малая величина затухания, относительно невысокие ошибки сопряжения и сравнительно простая конструкция. Недостатком системы является малая углочастотная чувствительность.

Прямоугольный волновод, частично заполненный диэлектриком, мало удобен как канализирующая система ввиду значительных ошибок сопряжения характеристик $\gamma(\lambda)_{треб}$ и $\gamma(\lambda)_{сист}$, критичности его геометрических размеров к девиации частоты и существенно большего по сравнению с обычным волноводом коэффициента затухания.

Волновод с ребристой структурой имеет высокую углочастотную чувствительность, однако применять его в качестве канализирующей системы нецелесообразно, так как он имеет значительное затухание, большие ошибки сопряжения, большой вес и требует высокой точности изготовления.

В канализирующей системе типа змейкового волновода изменением длин $L+\Delta L_э$ (см. фиг. 3, *г*) можно регулировать в широких



Фиг. 3. Канализирующие системы антенны с частотным сканированием.

а—прямоугольный волновод с щелями, противофазно связанными с полем волны H_{10} волновода, *б*—прямоугольный волновод, частично заполненный диэлектриком, *в*—прямоугольный волновод с помещенной в него ребристой структурой, *г*—змейковый прямоугольный волновод, *д*—коаксиальная линия, заполненная диэлектриком, *е*—коаксиальная линия с диэлектрическими шайбами, *ж*—коаксиальная линия с ребристой структурой на внутреннем проводнике, *з*—коаксиальная линия с внутренним проводником в виде спирали.

пределах углочастотную чувствительность и производить сопряжение характеристик с малыми ошибками. Затухание в змейковом волноводе оказывается меньше, чем в других системах с такой же углочувствительностью. К недостаткам системы следует отнести значительный вес, сравнительно большой размер ($L+\Delta L_э$) и сложность изготовления.

Численные расчеты, проведенные для различных волноводных систем в 3-сантиметровом диапазоне волн для 40° сектора обзора, показали следующие результаты. Обычный прямоугольный волновод обеспечивает сканирование в заданном секторе при девиации частоты $\Delta f/f=14\%$ и затухании порядка 0,5 *дб/м* и позволяет выполнить линейную решетку длиной $L_{max}\approx 50\lambda$. Волновод, заполненный диэлектриком, имеет значительные потери (1,2 *дб/м*) и большие ошибки сопряжения, ограничивающие длину антенны.

Волновод с ребристой структурой также имеет высокие потери порядка 2 *дб/м*.

Змейковый волновод обеспечивает сканирование в заданном секторе при девиации $\Delta f/f=6\%$ и затухании 0,7 *дб/м*.

Канализирующие системы коаксиального типа представляют практический интерес ввиду малой крутизны дисперсионной характеристики и возможности относительно простого регулирования величины замедления.

Сравнительный анализ канализирующих систем (см. фиг. 3, *д, е, ж, з*) показал, что для рассматриваемых антенн наиболее подходит коаксиальная линия, заполненная диэлектриком.

В антенне, работающей с малой девиацией частоты, целесообразно применять коаксиальную линию с диэлектрическими шайбами.

Преимуществом коаксиальных систем (*д, е*) является слабая дисперсионность и, следовательно, малые ошибки сопряжения, которые практически не ограничивают длину линейных решеток излучателей антенны. Недостаток коаксиальной линии, заполненной диэлектриком, — требование тонкой градации диэлектрической проницаемости ε диэлектрика и точности выдерживания величины ε порядка $\pm 1\%$ (для регулирования величины замедления в канализирующих системах).

Коаксиальная линия с ребристой структурой на внутреннем проводнике обладает резко выраженными дисперсионными свойствами. Выполнение на основе этой системы решеток излучателей значительной длины ограничено предельно допустимой величиной расхождения $\gamma(\lambda)_{треб}$ и $\gamma(\lambda)_{сист}$, которая будет больше, чем у малодисперсионных систем. Геометрические размеры системы при использовании ее в 3-сантиметровом диапазоне волн малы, что существенно ограничивает величину проходящей через нее мощности. Кроме того, эта система имеет высокое затухание. Ввиду этого рассматриваемая система мало пригодна для применения ее в качестве канализирующей системы в антенне.

Коаксиальная линия с внутренним проводником в виде спирали занимает промежуточное положение между системами (*е*) и (*ж*). Основное ее преимущество — малая дисперсионность и возможность сравнительно просто менять замедление. Недостаток — необходимая высокая точность и трудность изготовления и сравнительно большое затухание.

Итак, на основе сравнительного анализа канализирующих систем предпочтение следует отдать прямоугольному волноводу с щелями, переменнофазно связанными с полем волны H_{10} волновода.

5. РАСЧЕТ ЛИНЕЙНОЙ РЕШЕТКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ДЛЯ ВЕЕРООБРАЗНОЙ АНТЕННЫ

Приведем расчет прямоугольного волновода с щелями, переменнофазно связанными с полем волны H_{10} волновода (фиг. 4), в качестве канализирующей системы веерообразной антенны.

В этом случае уравнение (2а) принимает вид

$$\gamma_k-0{,}5\,\frac{\lambda}{T_к}=-\cos\alpha_k\cos\beta. \qquad (14)$$



Фиг. 4. Веерообразная антенна ($2\alpha_a=90°$, $\beta_{min}=15°$, $\beta_{max}=40°$).

Для изменения знака коэффициента связи щели с волноводом изменяется знак угла наклона щели к оси волновода.

Применение переменнофазно связанных щелей позволяет более свободно выбирать параметры линейной решетки излучателей, так как при прочих равных условиях переменнофазно связанные щели по сравнению синфазно связанными (при $n=-1$) располагаются с шагом в два раза меньшим.

Параметры линейной решетки излучателей определим из условия сопряжения характеристик $\gamma(\lambda)_{треб}$ и $\gamma(\lambda)_{сист}$ в крайних точках рабочего диапазона волн (при λ_{min} и λ_{max}).

Для прямоугольного волновода, работающего на основном типе волны H_{10}, дисперсионное уравнение запишется так:

$$\gamma=\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2}, \qquad (15)$$

где γ — замедление в волноводе;
a — размер широкой стенки волновода;
λ — рабочая длина волны.

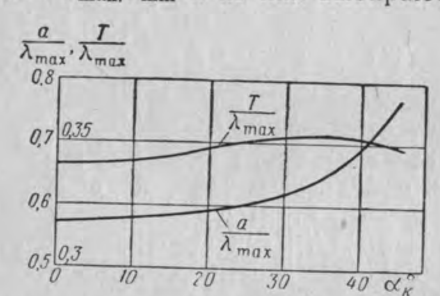
С учетом формулы (15) система уравнений (7) примет вид

$$\left.\begin{aligned} &\text{I. } \gamma_{k\,\max} - 0{,}5\,\frac{\lambda_{\min}}{T_k} = -\cos\alpha_k \cos\beta_{\max};\\ &\text{II. } \gamma_{k\,\min} - 0{,}5\,\frac{\lambda_{\max}}{T_k} = -\cos\alpha_k \cos\beta_{\min};\\ &\text{III. } \gamma_{k\,\max} = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda_{\min}}{2a_k}\right)^2};\\ &\text{IV. } \gamma_{k\,\min} = \sqrt{1-\left(\frac{\lambda_{\max}}{2a_k}\right)^2}, \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

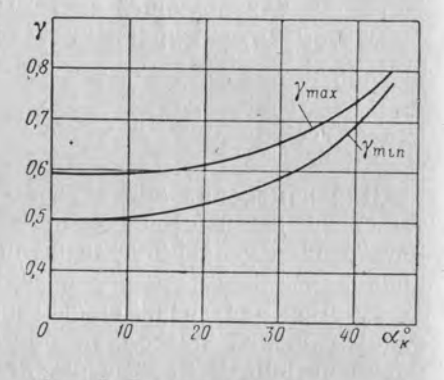
где a_k — ширина волновода k-й решетки;

α_k — азимут k-й решетки относительно решетки, принятой за начальную.

Параметры решеток $\gamma_{k\,\max}$, $\gamma_{k\,\min}$, a_k, T_k находят решением системы (16) для нескольких значений $\lambda_{\max}/\lambda_{\min}$ и из них выбирают



Фиг. 5. Зависимости $T/\lambda_{\max}$ и $a/\lambda_{\max}$ от α_k.



Фиг. 6. Зависимости $\gamma_{\min}$ и $\gamma_{\max}$ от α_k.

оптимальные параметры, которые соответствуют малым затуханиям в канализирующей системе и шагу излучателей $T \leqslant \lambda_{\min}/2$.

Результаты проведенных численных расчетов по определению оптимальных параметров линейных решеток излучателей веерообразной антенны (см. фиг. 4) для заданных величин девиации частоты $\Delta f/f = 7\%$, $2\alpha_a = 90°$, $\beta_{\min} = 15°$, $\beta_{\max} = 40°$, приведены на фиг. 5 и 6. График на фиг. 5 позволяет определить шаг излучателей и размер a волновода в зависимости от азимутального положения линейной решетки. График на фиг. 6 показывает изменение максимального и минимального замедления в канализирующих системах в зависимости от азимутального положения линейной решетки.

ВЫВОДЫ

1. Система расходящихся линейных решеток излучателей, расположенных на выпуклой поверхности (см. фиг. 1, *г*) или на плос-

кости (веерообразная антенна, см. фиг. 1, *в*), позволяет получить карандашный луч, управляемый изменением частоты при соответствующем выборе дисперсионных характеристик канализирующих систем и шага излучателей.

2. В связи с тем, что требуемые дисперсионные характеристики канализирующих систем получить трудно, можно применять канализирующие системы с несколько отличными характеристиками при условии сопряжения этих характеристик с расчетными хотя бы в двух точках рабочего диапазона длин волн. Ошибки в фазовом распределении линейных решеток, возникающие в остальной части диапазона, растут с увеличением длины решетки и сектора сканирования и ограничивают длину антенны.

3. Разработанная методика расчета линейных решеток при условии сопряжения характеристик $\gamma(\lambda)_{\text{треб}}$ и $\gamma(\lambda)_{\text{сист}}$ в двух крайних точках диапазона позволяет определить параметры решеток при заданном секторе обзора и девиации частоты.

4. В результате проведенного исследования установлено, что в качестве канализирующих систем для рассматриваемых антенн наиболее пригодны обычный прямоугольный волновод или коаксиальная линия, заполненная диэлектриком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shnitkin H., Electronically scanned antennas. The Microwave Journ. 1960, Dec., No. 12, p. 67—72, Jan., No. 1, p. 57—64.

2. Goodrich R. F., Radiation from slot arrays on Cones. Trans. IRE, 1959, July, AP—7, p. 213—222.

УДК 621.374.36.001.2 : 621.396.965

Докт. техн. наук *Л. Н. ДЕРЮГИН*,
инж. *Д. Б. ЗИМИН*

КОММУТАЦИОННЫЕ СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫ

Коммутационный метод управления лучом применим к линейным и поверхностным антенным решеткам, которые состоят из большого числа отдельных излучателей и формируют в совокупности луч антенны [I].

Для управления лучом таких антенн обычно используется система проходных фазовращателей, включенных в фидерную систему, возбуждающую излучатели. В электрических сканирующих системах нужный сдвиг фазы каждого фазовращателя (например, ферритового) определяется управляющим током, величина которого должна устанавливаться с учетом индивидуальных характеристик ток—фаза каждого фазовращателя.

При практическом осуществлении подобных систем приходится сталкиваться с серьезными трудностями вследствие нестабильности (особенно температурной) и неидентичности характеристик фазовращателей, больших потерь, нестабильности и неидентичности отражений от фазовращателей. Все эти факторы сохраняются и в системах дискретного управления, когда на характеристиках фазовращателей используется ряд отдельных рабочих точек.

Коммутационный метод, рассматриваемый в настоящей работе, позволяет уменьшить трудности формирования узких сканирующих лучей.

1. ПРИНЦИП КОММУТАЦИОННОГО СКАНИРОВАНИЯ

Сущность коммутационного метода сканирования состоит в отказе от проходных фазовращателей. Управление лучом сводится к серии простейших операций включения и выключения излучателей или определенных ветвей фидерной системы. Вместо проходных фазовращателей применяется система коммутаторов.

Для формирования луча и управления им на участке антенны длиною $\lambda/2$ необходим определенный набор фаз излучателей, выборочным включением которых можно сформировать луч в нужном направлении. Изменяя чередование включенных и выключенных коммутаторов, можно обеспечить сканирование.

Стабильность подобных систем определяется тем, что управляемые элементы излучателей (полупроводники, ферриты и т. п.) работают в коммутационном режиме, при котором используются только две крайние области их характеристик, и поэтому изменение самой характеристики, а также колебание управляющего напряжения в меньшей мере влияют на выходное напряжение коммутатора.

Кроме того, коммутационные антенны могут иметь более простое управляющее устройство, чем сканирующая антенна с параллельной схемой включения обычных непрерывных или дискретных фазовращателей. Последнее связано с тем, что положение луча в пространстве определяется не величиной управляющего напряжения, разной для различных фазовращателей антенны, а лишь наличием его на тех или иных коммутаторах.

Возможны следующие основные типы коммутационных антенн, отличающиеся способом образования набора фаз в раскрыве.

1. Решетка, образованная из нескольких близких параллельных линеек коммутируемых излучателей.

Линейки возбуждаются от одного генератора через фазовращатели, создающие фиксированные фазовые сдвиги $\Delta\psi_{н}n$, где n — номер линейки, $\Delta\psi_{н}=360°/M$, M — общее число линеек. На фиг. 1, *а* изображена схема такой антенны для $M=4$ и $\Delta\psi_{н}=90°$.

В этом случае в плоскости, перпендикулярной оси линеек, имеется по M близко расположенных коммутируемых излучателей, которые при расчете диаграммы в плоскости качания (осевой плоскости) можно рассматривать как один излучатель, фаза которого переключается скачками через $\Delta\psi_{н}^{0}$, благодаря чему возможна аппроксимация любого линейного фазового распределения с максимальной ошибкой $\Delta\psi\leqslant\Delta\psi_{н}/2$.

2. Решетка излучателей, которые возбуждаются от одного волновода (фиг. 1, *б*) через коммутационные фазовращатели [5].

Коммутационный фазовращатель состоит из M коммутаторов, при поочередном включении которых фаза выходного высокочастотного напряжения изменяется скачками через $\Delta\psi_{н}=360°/M$, благодаря чему, так же как и в предыдущем случае, можно получить на антенне необходимый набор фаз.

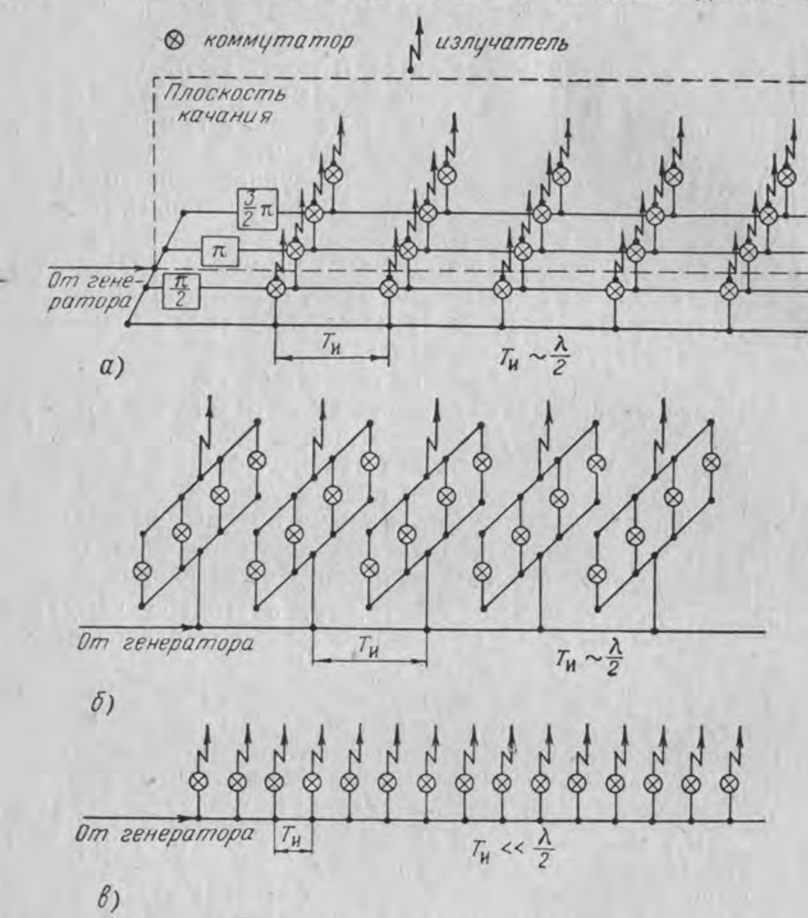
Фаза выходного напряжения такого фазовращателя определяется в основном номером включенного коммутатора и слабо зависит от других факторов, в том числе и от величины управляющего напряжения.

При $M=1$ излучатель может находиться в двух состояниях: включенном и выключенном. Значение $M=2$ соответствует балансному коммутатору, который позволяет осуществлять три операции: придавать фазе излучаемого поля значение 0 или π и выключать излучатель. Большее значение M соответствует многопозиционным коммутационным фазовращателям.

В дальнейшем систему излучатель—коммутационный фазовращатель будем называть коммутируемым излучателем при $M=1$,

балансным излучателем при $M=2$ и излучателем на M положений при больших значениях M.

3. Решетка коммутируемых излучателей, расположенных на одном волноводе на малом расстоянии друг от друга (фиг. 1, *в*). Если шаг излучателей намного меньше половины длины волны



Фиг. 1. Типы коммутационных антенн.

и они возбуждаются замедленной волной с быстрым изменением фазы вдоль антенны, то на участке антенны длиной $\lambda/2$ имеется необходимый набор фаз излучателей, выборочным включением которых можно сформировать луч в заданном направлении.

Рассмотрим порядок переключения коммутаторов при сканировании для указанных основных типов антенн.

1. Антенна, состоящая из M параллельных волноводов с коммутируемыми излучателями, или антенна, состоящая из одного волновода с излучателями на M положений.

На фиг. 2 изображена решетка излучателей, расположенная вдоль оси абсцисс и возбуждаемая бегущей волной, создающей линейный фазовый набег $\psi_1(x)=k\gamma x$, где $k=2\pi/\lambda$; $\gamma=\lambda/\lambda_в$ — фазовой замедление; $\lambda_в$ — длина волны в канализирующей системе, возбуждающей решетку.

По оси ординат отложены фазы излучателей относительно начала антенны. Возможные значения фаз излучателей располагаются на прямых, параллельных линии $\psi_1(x)$, образующих сетку допустимых фазовых уровней I, II, III и т. д. Например, если $\Delta\psi_и=\pi$, то фаза каждого излучателя может принимать только значения 0 и π, затем опять нуль и т. д. Сплошная прямая $\psi_0(x)=kx\sin\varphi_0$ соответствует требуемому фазовому распределению, обеспечивающему отклонение луча на угол φ_0 от нормали (положительные углы отсчитываются в сторону движения волны в волноводе). Для аппроксимации этого распределения каждый излучатель надо включить так, чтобы фазовая ошибка (т. е. разность между фазой излучателя и требуемой) была минимальной.

Распределение фазовых ошибок при идеализированном непрерывном расположении излучателей описывается при этом пилообразной функцией, показанной внизу на фиг. 2. Период T этой функции определяется принятым значением $\Delta\psi_и$ и углом наклона луча. При дискретном расположении излучателей распределение фазовых ошибок зависит от отношения периода излучателей $T_и$ к периоду пилообразной функции. При некратном отношении периодов распределение фазовых ошибок оказывается непериодическим.

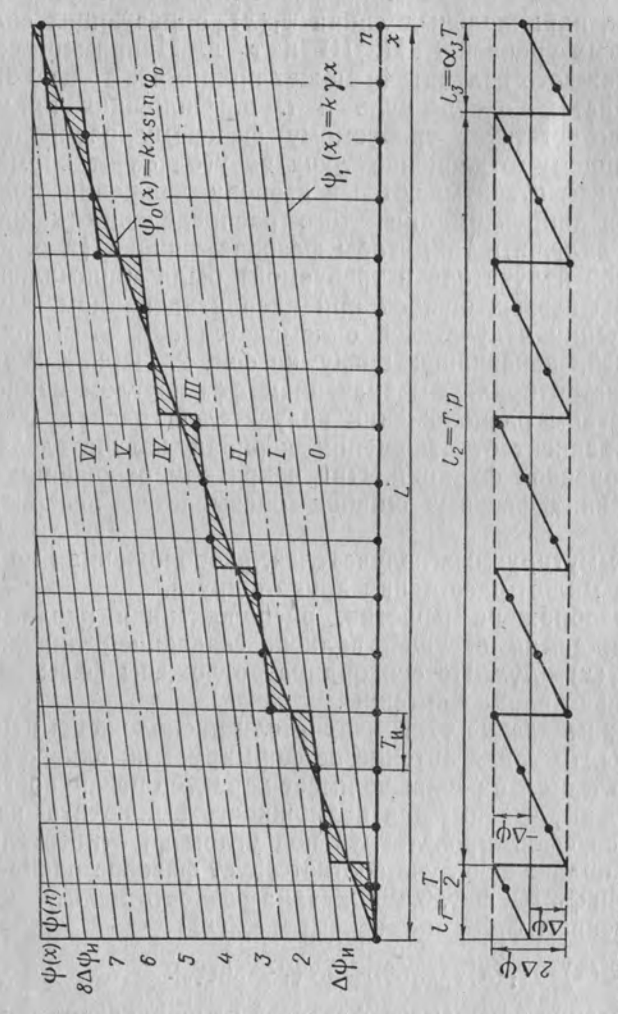
2. Решетка коммутируемых излучателей, расположенная на одном волноводе на малом расстоянии друг от друга.

На фиг. 3, *а* изображена решетка, расположенная вдоль оси абсцисс и возбуждаемая бегущей волной, создающей линейный фазовый набег $\psi_1(x)=k\gamma x$. По оси ординат отложены фазы излучателей относительно начала антенны.

Если фазовое замедление $\gamma>1$, излучатели расположены непрерывно и включены, то такая антенна не формирует ни одного действительного луча и поле в раскрыве имеет характер поверхностной волны. Предположим, что имеется возможность выключать излучатели и требуется сформировать луч под углом φ_0 относительно нормали. Такому положению луча соответствует фазовое распределение $\psi_0(x)=kx\sin\varphi_0$. На фиг. 3, *б* показана разность между имеющимся распределением $\psi_1(x)$ и требуемым $\psi_0(x)$:

$$\delta\psi(x)=\psi_1(x)-\psi_0(x)=kx(\gamma-\sin\varphi_0).$$

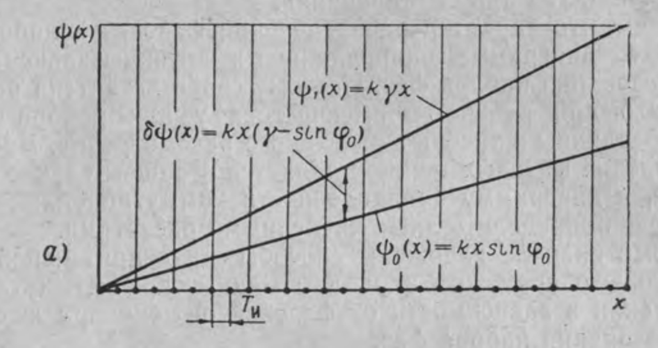
Для аппроксимации требуемого фазового распределения с точностью $\pm\Delta\psi$ достаточно выключить часть излучателей, оставив включенными лишь такие, фазы которых отличаются от требуемой не более чем на $\pm\Delta\psi$. (Включенные излучатели отмечены на фиг. 3 крестиками). При идеализированном непрерывном расположении излучателей чередование возбужденных и невозбужденных участ-

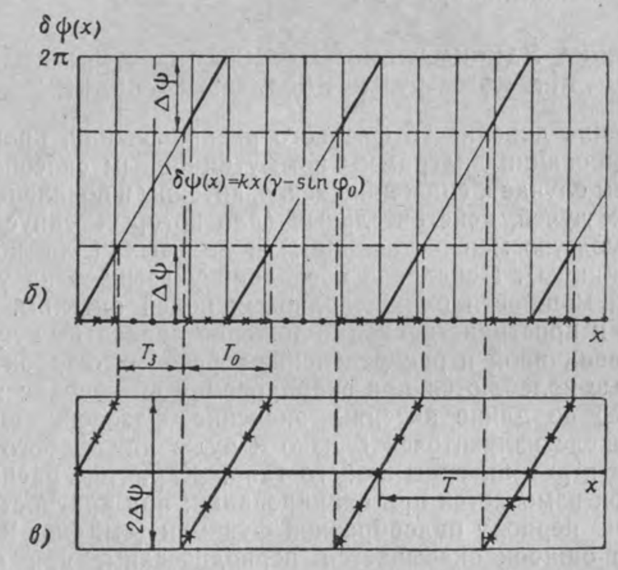


Фиг. 2. Картина фазового распределения и распределения фазовых ошибок (внизу) по коммутационной антенне с излучателями, позволяющими менять фазу излученного поля скачками через $\Delta\psi_{и}^{0}$.

$\psi_1(x)$ — фазовое распределение, создаваемое бегущей по волноводу волной, $\psi_0(x)$ — требуемое распределение, обеспечивающее отклонение луча на угол φ_0.

ков антенны строго периодическое и обозначено на фиг. 3, *б* чередующимися жирными и тонкими линиями соответственно. Распределение фазовых ошибок описывается при этом пилообразной





Фиг. 3. Распределение фазовых ошибок и чередование включенных (жирные линии) и выключенных участков антенны с коммутируемыми излучателями, обеспечивающие отклонение луча на угол φ_0.

функцией, показанной на фиг. 3, *в*. Для реальной дискретной решетки чередование включенных и выключенных излучателей зависит от отношения их шага $T_{и}$ к периоду T пилообразной функции.

Из приведенных пояснений следует, что особенностями коммутационных антенн являются:

1. Нарушение линейности фазового распределения, приводящее в общем случае к искажениям диаграммы, увеличению лепестков и снижению к. н. д. антенны.

2. Скачки луча при сканировании.

Отметим, что характер распределения фазовых ошибок и, следовательно, диаграмма направленности антенны зависят от способа образования набора фаз. Поэтому свойства антенн различных типов, даже при равенстве имеющегося у них набора фаз, несколько различны и требуют отдельного рассмотрения. Кроме того, распределение фазовых ошибок является в общем случае непериодическим, и диаграмму направленности коммутационной антенны можно точно определить лишь численными расчетами.

Поэтому вначале изложены способы предварительной оценки максимального снижения к. н. д. антенны при коммутационном сканировании в зависимости от фазовой ошибки при любом способе образования набора фаз.

2. ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОГО СНИЖЕНИЯ К.Н.Д. АНТЕННЫ ПРИ КОММУТАЦИОННОМ СКАНИРОВАНИИ

Нарушение линейности фазового распределения, происходящее при формировании диаграммы коммутационным способом, приводит в общем случае к снижению к. н. д. антенны и появлению спектра паразитных лучей, действительных (для которых синус угла наклона по модулю меньше единицы) и мнимых (для которых он больше единицы). Появление последних указывает на увеличение реактивной мощности ближневолновых полей антенны.

Уровни и пространственное положение паразитных лучей определяются величиной и распределением фазовых ошибок излучателей, которые колеблются при сканировании в пределах $\pm\Delta\psi$, причем среднее по длине антенны значение фазовой ошибки при большом числе излучателей близко к нулю для любого угла наклона луча и для антенны любого типа. Характер распределения этих ошибок изменяется при сканировании: при кратности периода излучателей периоду пилообразной функции (см. фиг. 2 и 3) распределение ошибок оказывается периодическим, при некратном отношении периодов — непериодическим. Периодическому распределению фазовых ошибок соответствуют наибольшие уровни паразитных лучей. Нарушение периодичности фазового распределения приводит к «размазыванию» паразитных лучей, к увеличению их числа при одновременном уменьшении уровней. Диаграмма направленности антенны с сильно нарушенной периодичностью фазового распределения приближается к диаграмме антенны с хаотическим распределением фазовых ошибок.

Отсюда следует, что форма диаграммы направленности сканирующей коммутационной антенны заключена в пределах, определяемых, с одной стороны, диаграммой антенны с хаотическим распределением фазовых ошибок в интервале $\pm\Delta\psi$, а с другой стороны, — диаграммой антенны со строго периодическим распределением фазовых ошибок, максимальная величина которых равна $\Delta\psi$.

Свойства антенн с хаотическим, случайным распределением фазовых ошибок рассмотрены в работе [2], где показано, что интегральные характеристики антенны (мощность излучения, к. н. д. и мощность, уносимая паразитными лучами) определяются средней по длине антенны фазовой ошибкой, числом и шагом излучателей.

У достаточно длинной коммутационной антенны фазовые ошибки всего ансамбля излучателей имеют всевозможные значения в интервале $\pm\Delta\psi$, причем количество излучателей, имеющих некоторую фазовую ошибку $\Delta\psi_i$, равно количеству излучателей, имеющих любую другую фазовую ошибку $\Delta\psi_n$, лежащую внутри интервала $\pm\Delta\psi$. Поэтому для оценки интегральных характеристик коммутационной антенны среднюю по ансамблю излучателей фазовую ошибку можно считать случайной величиной, равновероятно распределенной в интервале $\pm\Delta\psi$.

В работе [2] показано, что к. н. д. такой антенны минимален при шаге излучателей, кратном $\lambda/2$. При этом мощность излучения от наличия ошибок не изменяется и коэффициент g, равный отношению к. н. д. рассматриваемой антенны к к. н. д. соответствующей идеальной антенны, минимален и определяется формулой

$$g_{\min}=\left(\frac{\sin\Delta\psi}{\Delta\psi}\right)^2. \qquad (1)$$

Этот коэффициент для некоторых характерных величин $\Delta\psi$ имеет следующие значения:

$\Delta\psi$	$\frac{\pi}{12}$	$\frac{\pi}{8}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{2}$
$g_{\min}$	0,98	0,94	0,92	0,81	0,67	0,4

Следует отметить, что коэффициент g любой коммутационной антенны не может быть меньше $g_{\min}$, определяемого формулой (1) при любом, в том числе и периодическом, распределении фазовых ошибок в интервале $\pm\Delta\psi$ [2] и [3].

3. ОЦЕНКА ИСКАЖЕНИЙ ДИАГРАММЫ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА

Для оценки максимальных искажений диаграммы и уровней паразитных лучей коммутационной антенны необходимо рассмотреть случай строго периодического фазового распределения. Характер этого распределения, как показано в разд. 1, различен для

антенн с различным способом образования набора фаз. Рассмотрим вначале антенну с изотропными излучателями на M положений, фазовое распределение по которой для случая $\Delta\psi=\Delta\psi_и/2$ и идеализированного непрерывного расположения излучателей показано на фиг. 2 ступенчатой линией. Предполагая амплитудное распределение равномерным, запишем выражение для диаграммы направленности такой антенны по мощности

$$F^2(\varphi)=\frac{1}{L^2}\left|\int_0^L e^{jkx(\sin\varphi-\gamma)}e^{j\Delta\psi_и m}\,dx\right|^2, \tag{2}$$

где L — длина антенны;
$m=0, 1, 2, \ldots$ — номер ступеньки фазового распределения, отсчитываемый от начала антенны.

Для интегрирования выделим на антенне участки, в пределах которых фазовое распределение линейно: первый участок l_1, равный половине периода фазовых ошибок T (см. фиг. 2); второй участок $l_2=pT$, состоящий из p периодов фазовых ошибок: третий участок $l_3=\alpha_3T$ — конец антенны. В зависимости от значения $\Delta\psi_и$ и желаемого угла наклона луча длина последнего участка может изменяться от нуля до T.

Разобьем пределы интегрирования в выражении (2) в соответствии с выделенными участками:

$$F^2(\varphi)=\frac{1}{L^2}\left|\int_0^{\frac{T}{2}} e^{jkx(\sin\varphi-\gamma)}dx+\sum_{m=1}^{p}\int_{\left(m-\frac{1}{2}\right)T}^{\left(m+\frac{1}{2}\right)T} e^{jkx(\sin\varphi-\gamma)}e^{j\Delta\psi_и m}\,dx+\int_{\frac{T}{2}(2p+1)}^{L} e^{jkx(\sin\varphi-\gamma)}e^{j\Delta\psi_и(p+1)}\,dx\right|^2. \tag{3}$$

Период фазовых ошибок T определяется из условия пересечения требуемого линейного фазового распределения $\psi_0(x)$ с первым фазовым уровнем

$$kT\sin\varphi_0-k\gamma T=\Delta\psi_и,$$

откуда

$$T=\frac{\Delta\psi_и}{k(\sin\varphi_0-\gamma)}=\frac{2\Delta\psi}{k(\sin\varphi_0-\gamma)}. \tag{4}$$

Произведя интегрирование (3) и преобразование, получим

$$F^2(\varphi)=a_1^2+a_2^2+a_3^2+2a_1a_2\cos\alpha_{12}+2a_1a_3\cos\alpha_{13}+2a_2a_3\cos\alpha_{23}, \tag{5}$$

где

$$a_1=\frac{\sin\frac{u}{2c}}{\frac{u}{2c}}\,\frac{1}{2c}; \tag{6}$$

$$a_2=\frac{\sin\frac{u}{c}}{\frac{u}{c}}\,\frac{\sin p\left(\frac{u}{c}-\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)}{p\sin\left(\frac{u}{c}-\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)}\,\frac{p}{c}; \tag{7}$$

$$a_3=\frac{\sin\frac{u\alpha_3}{c}}{\frac{u\alpha_3}{c}}\,\frac{\alpha_3}{c}; \tag{8}$$

$$u=\frac{1}{2}kL(\sin\varphi-\gamma); \tag{9}$$

$$c=p+\alpha_3+0{,}5; \tag{10}$$

$$\alpha_3=\frac{l_3}{T}; \tag{11}$$

$$\alpha_{12}=\frac{u}{2c}+\frac{up}{c}+\Delta\psi_и; \tag{12}$$

$$\alpha_{13}=\frac{u}{2c}+\frac{2up}{c}+\frac{u\alpha_3}{c}+2\Delta\psi_и; \tag{13}$$

$$\alpha_{23}=\frac{up}{c}+\frac{u\alpha_3}{c}+\Delta\psi_и; \tag{14}$$

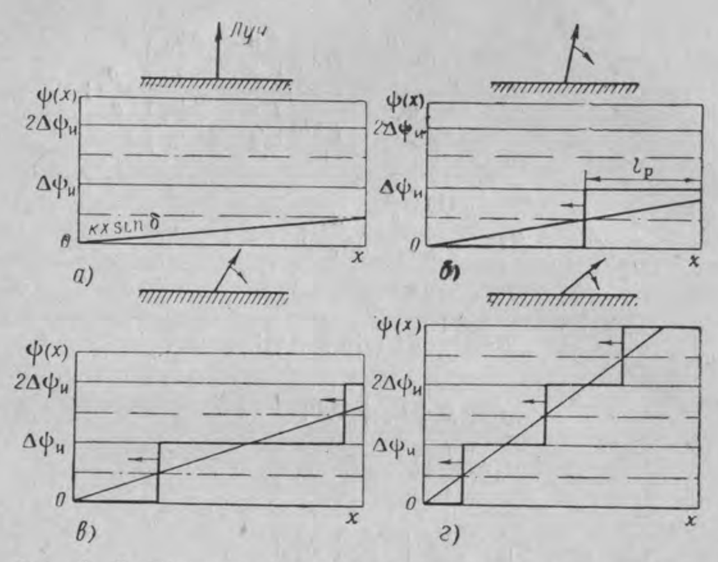
$$L=T(p+\alpha_3+0{,}5). \tag{15}$$

Рассмотрим картину изменения фазового распределения по антенне и искажения диаграммы при сканировании (фиг. 4). Для простоты полагаем $\gamma=0$. При этом нормальному положению луча $\varphi_0=0$ соответствует фазовое распределение $\psi_0(x)=0$ и нулевой сдвиг фаз всех фазовращателей (фиг. 4, *а*), а диаграмма направленности имеет обычную форму вида $\sin^2 u/u^2$. Если изменить фазу малого участка конца антенны на $\Delta\psi_и$, то луч повернется на соответствующий малый угол; при стремлении длины этого участка к нулю угол наклона луча также стремится к нулю. Отсюда следует, что качание луча непрерывной апертуры при дискретном управлении фазовым распределением может быть непрерывным.

Однако из фиг. 4, *а* видно, что аппроксимация линейных фазовых распределений, определяемых неравенством

$$kL\sin\delta \leqslant \frac{\Delta\psi_и}{2}, \qquad (16)$$

ступенчатым распределением невозможна. Это обстоятельство связано с тем, что направление луча антенны с линейным фазовым распределением лишь приближенно совпадает с направлением



Фиг. 4. Зависимость фазового распределения по антенне от угла наклона луча при идеализированном непрерывном расположении излучателей, возбуждаемых через коммутационные фазовращатели.

луча антенны с соответствующим ступенчатым фазовым распределением; расхождения между ними увеличиваются с уменьшением количества аппроксимирующих ступенек. При качании в области углов от нуля до δ фазовое распределение состоит лишь из одной малой ступеньки на конце антенны, и поэтому весьма грубо аппроксимирует линейное.

При качании луча в области углов, определяемых неравенством

$$3\frac{\Delta\psi_и}{2} \leqslant kL\sin\varphi \geqslant \frac{\Delta\psi_и}{2}, \qquad (17)$$

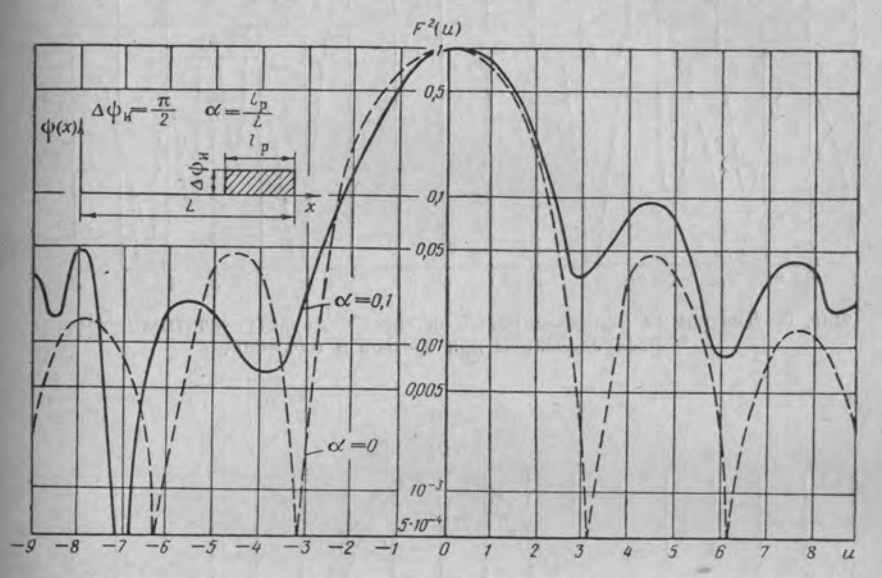
фазовое распределение также имеет только одну ступеньку на конце антенны (фиг. 4, *б*), но такое распределение меньше отличается от линейного. Выражение диаграммы направленности для этих случаев можно получить из общей формулы (5), положив

в ней $a_2=0$. При этом формулу (5) удобно привести к следующему виду:

$$F^2(u)=\frac{\sin^2[u(1-\alpha)]}{[u(1-\alpha)]^2}(1-\alpha)^2+\frac{\sin^2 u\alpha}{(u\alpha)^2}\alpha^2+$$
$$+2\frac{\sin u(1-\alpha)}{u(1-\alpha)}\frac{\sin u\alpha}{u\alpha}\alpha(1-\alpha)\cos(u-\Delta\psi_и), \qquad (18)$$

где $\alpha=\frac{l_р}{L}$;

$l_р$ — длина расфазированного участка на конце антенны.

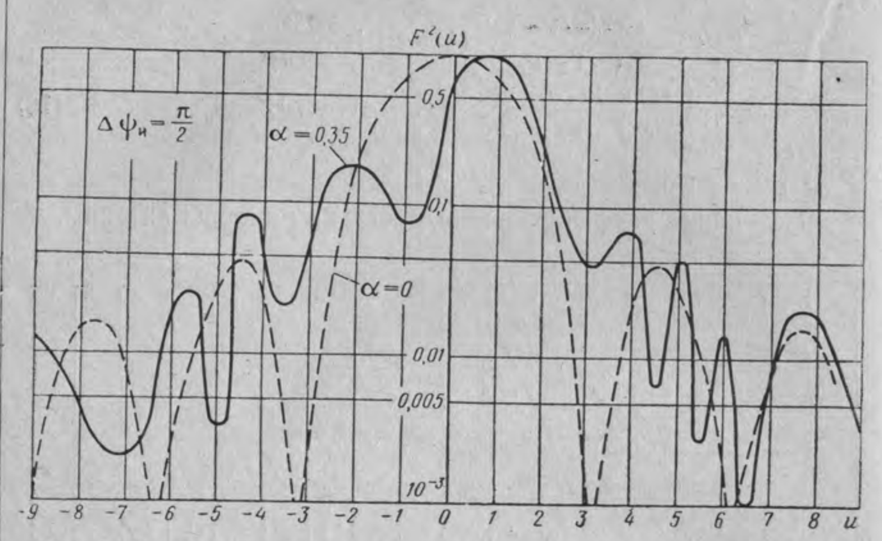


Фиг. 5. Диаграмма направленности антенны с двухступенчатым фазовым распределением при α=0,1 и Δψи=90°.

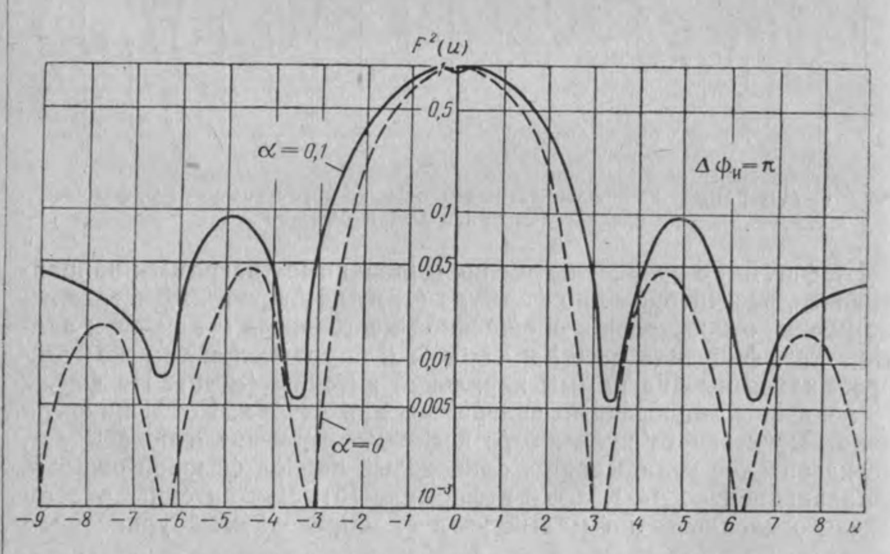
На фиг. 5 и 6 приведены две нормированные диаграммы направленности, рассчитанные по формуле (18) для $\Delta\psi_и=\pi/2$. Диаграммы построены относительно обобщенной координаты u для двух значений коэффициента $\alpha=0{,}1$ и $\alpha=0{,}35$. Для сравнения там же пунктиром нанесены диаграммы идеальной антенны ($\alpha=0$). На фиг. 7 и 8 показаны аналогичные диаграммы для $\Delta\psi_и=\pi$. Коэффициент α может меняться от нуля до $^2/_3$; последнее значение α показывает, что на антенне укладывается один целый период фазовой ошибки, что эквивалентно $p=1$, $a_3=0$ в формуле (5). Луч антенны в этом случае отклоняется на малый угол φ_1, определяемый уравнением

$$kL\sin\varphi_1=\frac{3}{2}\Delta\psi_и.$$

Заметим, что при $\Delta\psi_и\leqslant\pi$ угол $\varphi_1<\beta$ ($\beta=\lambda/L$ — ширина диаграммы направленности).

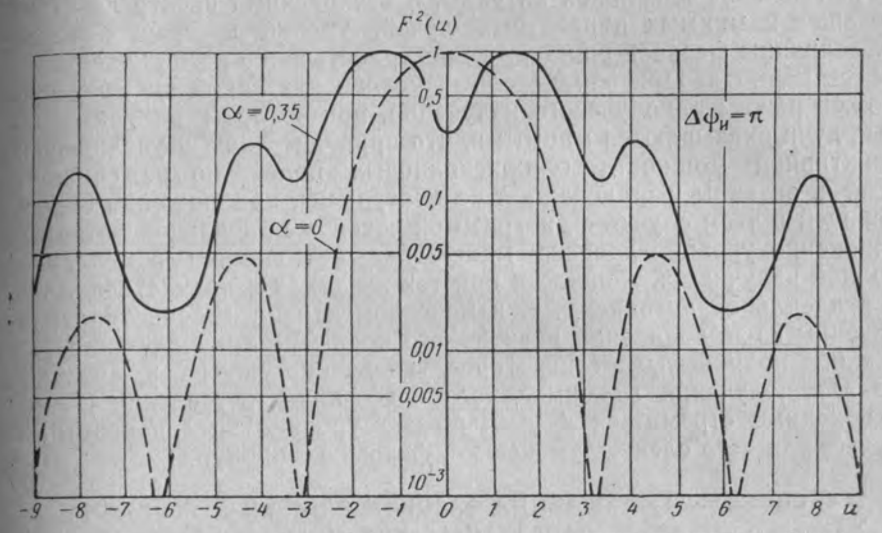


Фиг. 6. Диаграмма направленности антенны с двухступенчатым фазовым распределением при $\alpha=0{,}35$ и $\Delta\psi_и=90°$.



Фиг. 7. Диаграмма направленности антенны с двухступенчатым фазовым распределением при $\alpha=0{,}1$ и $\Delta\psi_и=180°$.

Из приведенных графиков видно, что при качании в секторе углов $0\div\varphi_1$ заметны искажения диаграммы, в том числе и в области главного максимума. Дальнейшее увеличение угла наклона луча антенны приводит к фазовым распределениям (фиг. 4, *в, г*),



Фиг. 8. Диаграмма направленности антенны с двухступенчатым фазовым распределением при $\alpha=0{,}35$ и $\Delta\psi_и=180°$.

которые характерны наличием одной-двух целых ступенек фазового распределения. Искажение формы главного луча в этом случае несколько меньше, чем в предыдущем; наибольшие изменения наблюдаются в области боковых лепестков.

4. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА

Дальнейшее отклонение луча на углы, превышающие ширину диаграммы направленности, приводит к резкому возрастанию роли второго участка антенны, на котором укладывается целое число периодов фазовой ошибки. В этом случае можно пренебречь влиянием первого и последнего участков на диаграмму и привести формулу (5) к виду

$$F^2(u)=\frac{1}{p^2}\cdot\frac{\sin^2\dfrac{u}{p}}{\left(\dfrac{u}{p}\right)^2}\cdot\frac{\sin^2\left[p^2\left(\dfrac{u}{p}-\dfrac{\Delta\psi_и}{2}\right)\right]}{\sin^2\left(\dfrac{u}{p}-\dfrac{\Delta\psi_и}{2}\right)}, \tag{19}$$

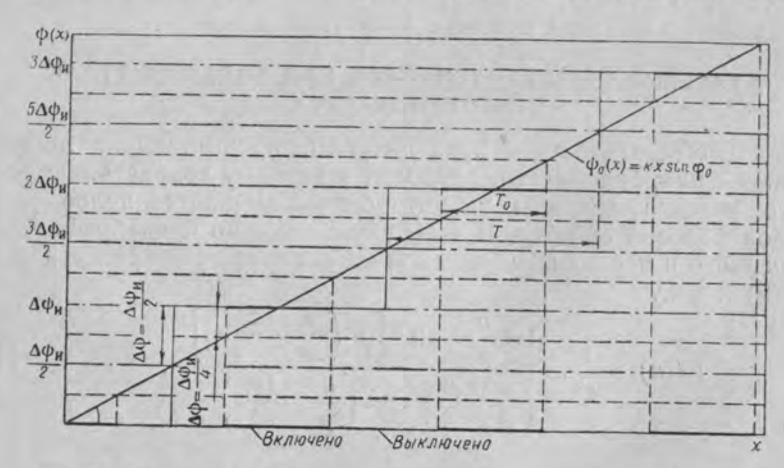
где

$$u=\frac{1}{2}kL(\sin\varphi-\gamma)\approx\frac{1}{2}kpT(\sin\varphi-\gamma). \tag{20}$$

Формула (19) описывает диаграмму антенны со ступенчатым фазовым распределением, исследованную в работе [3], где показано, что это распределение формирует главный луч, уровень которого снижен до величины g_{min} [формула (1)] относительно уровня луча такой же идеальной антенны, и бесконечный спектр действительных и мнимых паразитных лучей, уровни которых зависят от величины фазовой ошибки, а пространственное расположение — от ее периода. При определенных условиях в такой антенне возможен режим однолучевого излучения, при котором все паразитные лучи оказываются мнимыми, что приводит лишь к увеличению реактивной мощности ближневолновых полей, но не снижает к. н. д. антенны и не искажает ее диаграммы, приближенно совпадающей в этом случае с диаграммой такой же идеальной антенны. Снижение уровня главного максимума объясняется изменением полной излучаемой мощности при тех же токах в излучателях, что и в идеальной антенне, т. е. изменением входного сопротивления антенны из-за появления реактивного поля. Так как наличие реактивного поля вызывает некоторое увеличение потерь в антенне, то для получения максимального коэффициента усиления (к. у.) необходимо стремиться к уменьшению уровней всех паразитных лучей, для чего следует уменьшать фазовую ошибку.

5. СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ФАЗОВОЙ ОШИБКИ И УРОВНЕЙ ПАРАЗИТНЫХ ЛУЧЕЙ

В коммутационной антенне при заданном фазовом скачке $\Delta\psi_и$ можно уменьшить фазовую ошибку до $\Delta\psi < \Delta\psi_и/2$ путем выключения тех излучателей, фазовая ошибка которых при любом их включении превышает $\Delta\psi$. В качестве примера на фиг. 9 показано



Фиг. 9. Фазовое распределение по антенне при фазовой ошибке $\Delta\psi = \Delta\psi_и/2$ (тонкая линия) и при уменьшении ее в два раза $\Delta\psi = \Delta\psi_и/4$ (жирная линия).

отрезками жирной линии ступенчатое фазовое распределение по раскрыву антенны с идеализированным непрерывным расположением излучателей для случая $\Delta\psi = \Delta\psi_и/4$. Тонкой линией обозначено фазовое распределение, соответствующее случаю $\Delta\psi = \Delta\psi_и/2$. Из фиг. 9 видно, что при уменьшении максимальной ошибки в два раза длина ступеньки фазового распределения также уменьшается в два раза и половина излучателей антенны оказывается выключенной. Выражение диаграммы направленности, нормированной по максимуму диаграммы соответствующей идеальной антенны, для общего случая уменьшения фазовой ошибки в t раз

$$t = \frac{T}{T_0} = \frac{\Delta\psi_и}{2\Delta\psi} \tag{21}$$

легко получить обобщением формулы (19), учитывая, что уменьшение длины ступеньки фазового распределения вызывает расширение в t раз диаграммы направленности отдельной ступеньки [первый сомножитель в (19)], но не сказывается на множителе решетки фазовых центров. Полагая также, что токи в оставшихся включенных излучателях увеличены в t раз, имеем

$$F^2(u) = \frac{\sin^2 \dfrac{u}{pt}}{\left(\dfrac{u}{pt}\right)^2} \, \frac{\sin^2\left[p\left(\dfrac{u}{p} - \dfrac{\Delta\psi_и}{2}\right)\right]}{p^2 \sin^2\left(\dfrac{u}{p} - \dfrac{\Delta\psi_и}{2}\right)}. \tag{22}$$

При $\Delta\psi_и = 0$ формула (22) описывает диаграммы антенны с коммутируемыми излучателями (см. фиг. 3), для которой

$$t = \frac{T}{T_0} = \frac{\pi}{\Delta\psi}. \tag{23}$$

Коэффициент t будем называть в дальнейшем коэффициентом укорочения.

Для ориентировочного анализа диаграммы антенны положим, что направления ее лучей совпадают с направлениями главных максимумов множителя решетки фазовых центров ступенек [второй сомножитель в (22)]. Это предположение, как показано в работе [3], приводит к ошибке всего в несколько процентов при $p \geqslant 5$, которая быстро убывает с увеличением p. Множитель решетки фазовых центров имеет максимумы, равные единице при

$$\frac{u_0}{p} - \frac{\Delta\psi_и}{2} = \pi n, \tag{24}$$

где $n = 0;\ \pm 1;\ \pm 2;\ \pm 3$ и т. д. — номера лучей.

Подставляя выражение (24) в формулу (22), получим выражение для определения уровней этих лучей:

$$F_n^2=\frac{\sin^2\left(\frac{\pi n}{t}+\frac{\Delta\psi_и}{2t}\right)}{\left(\frac{\pi n}{t}+\frac{\Delta\psi_и}{2t}\right)^2}. \qquad (25)$$

Формула (25) показывает, что уровни лучей не зависят от u и p, т. е. при сканировании уровни лучей не изменяются.

Наибольший уровень имеет луч $n=0$:

$$F_0^2=\frac{\sin^2\frac{\Delta\psi_и}{2t}}{\left(\frac{\Delta\psi_и}{2t}\right)^2}=\left(\frac{\sin\Delta\psi}{\Delta\psi}\right)^2. \qquad (26)$$

Назовем этот луч главным лучом диаграммы коммутационной антенны. Исключение составляет антенна с коммутируемыми излучателями ($\Delta\psi_и=0$), для которой этот луч не является рабочим, так как его направление, как следует из (24), не зависит от p и определяется лишь замедлением фазовой скорости

$$\sin\varphi_0=\gamma.$$

Поэтому осуществить качание нулевого луча путем изменения чередования и длины включенных и выключенных участков антенны нельзя и его необходимо убрать «за линию горизонта», т. е. выполнить условие

$$\gamma>1. \qquad (27)$$

Направления других лучей зависят как от замедления, так и от числа p; лучи первых номеров $n=\pm1$ имеют при $\Delta\psi_и=0$ наибольшие одинаковые уровни.

Как будет показано ниже, все лучи положительных номеров при выполнении неравенства (27) являются мнимыми. Поэтому главным лучом антенны с коммутируемыми излучателями следует считать минус первый луч. Его уровень

$$F_{-1}^2=\left(\frac{\sin\Delta\psi}{\Delta\psi}\right)^2. \qquad (28)$$

Следует заметить, что уровень главного луча рассматриваемой антенны совпадает с уровнем главного луча антенны с многопозиционными излучателями [формула (26)] и со случайными равновероятными распределениями фазовых ошибок в интервале $\pm\Delta\psi$ [3]. Произведя нормировку (25) и (22) по уровню главного луча, получим следующие выражения для относительного уровня паразитных лучей коммутационной антенны и ее нормированной диаграммы направленности:

$$F_{n0}^2=\left[\frac{\Delta\psi}{\sin\Delta\psi}\cdot\frac{\sin\left(\frac{\pi n}{t}+\frac{\Delta\psi_и}{2t}\right)}{\left(\frac{\pi n}{t}+\frac{\Delta\psi_и}{2t}\right)}\right]^2; \qquad (29)$$

$$F_0^2(u)=\left[\frac{\Delta\psi}{\sin\Delta\psi}\cdot\frac{\sin\frac{u}{pt}}{\frac{u}{pt}}\cdot\frac{\sin p\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)}{p\sin\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)}\right]^2. \qquad (30)$$

В табл. 2 приведены уровни паразитных лучей первых номеров, подсчитанные по формуле (29) для трех значений фазовых скачков $\Delta\psi_и=\pi$, $\Delta\psi_и=\pi/2$, $\Delta\psi_и=0$ и разных значений коэффициента

Таблица 2

t \ n	1	−1	2	−2	3	−3
			F_{n0} *дб*			
			$\Delta\psi_и=\pi$			
1	−9,6	0	−14	−9,6	−17	−14
1,2	−12,3	0	−25,3	−12,3	−28,3	−15
1,5	−∞	0	−14	−∞	−17	−14
1,7	−16,2	0	−12	−16,2	−30	−12
2	−9,6	0	−14	−9,6	−17	−14
2,5	−5,5	0	−∞	−5,5	−12,7	−∞
			$\Delta\psi_и=\frac{\pi}{2}$			
1	−14	−9,6	−19	−17	−22,3	−20,8
1,2	−27,4	−5,9	−23	−12,5	−20,4	−18,6
1,5	−14	−3,5	−13	−17	−22,3	−20,8
1,7	−9,7	−2,7	−13,5	−30	−22	−14,5
2	−6,4	−2	−19	−17	−14,6	−13,2
2,5	−3,8	−1,3	−19	−28,5	−14	−11,2

$\Delta\psi_и = 0$				
t \ n	-2	-3	-4	-5
1	0	0	0	0
1,2	$-1,3$	$-3,5$	$-7,2$	-14
1,5	-6	$-\infty$	$-11,8$	-14
1,7	$-11,2$	$-12,6$	$-12,5$	-9
2	$-\infty$	$-9,5$	$-\infty$	-14
2,5	$-10,3$	$-13,7$	-12	$-\infty$

укорочения. Для $\Delta\psi_и=0$ приведены уровни лучей только отрицательных номеров начиная с $n=-2$, так как луч $n=-1$ — рабочий, и уровни лучей не зависят от знака n.

Из таблицы видно, что путем изменения коэффициента укорочения можно уменьшить вплоть до нуля уровни тех или иных паразитных лучей, однако минимум уровней лучей различных номеров наступает в общем случае при разных t.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО КОЭФФИЦИЕНТА УКОРОЧЕНИЯ

Представляет интерес для каждого значения фазового скачка $\Delta\psi_и$ найти такую величину коэффициента укорочения $t=t_{опт}$ (или $\Delta\psi=\Delta\psi_{опт}$), при котором к. н. д. коммутационной антенны максимален.

Для приближенного определения оптимального коэффициента укорочения примем, что форма лучей рассматриваемой диаграммы (30) совпадает с формой луча соответствующей идеальной антенны. Обоснованием этого предположения является то обстоятельство, что при больших p диаграмма определяется в основном лишь множителем решетки фазовых центров участков [последний сомножитель в (30)], а влияние диаграммы отдельного участка и, следовательно, коэффициента укорочения сводится лишь к изменению уровней лучей. При этом, как показано в [3], форма каждого луча такой решетки приближенно совпадает с формой луча соответствующей идеальной антенны. Учтем далее, что к. н. д. идеальной антенны однозначно связан с шириной ее луча $\beta=\lambda/L$ [4]:

$$\text{к. н. д.} \approx \frac{2}{\beta}, \qquad (31)$$

причем по определению к. н. д. формула (31) получена путем интегрирования диаграммы идеальной антенны. Отсюда следует,

что интегрирование диаграммы (30), состоящей из n лучей, форма которых совпадает с формой лучей идеальной антенны, может быть с точностью, принятой при выводе (31), сведено к суммированию уровней этих лучей, и поэтому

$$\text{к. н. д.} = \frac{2}{\beta + \sum\limits_n \beta_n F_{n0}^2}, \qquad (32)$$

где β_n — ширина n-го луча антенны.

Минимум суммы $\sum\limits_n \beta_n F_{n0}^2$ по переменной t (или $\Delta\psi$) при фиксированном значении $\Delta\psi_и$ позволит определить оптимальное значение $t_{опт}$, соответствующее максимуму к. н. д.

Суммирование в этом выражении следует производить только для действительных паразитных лучей, так как мнимые лучи характеризуют лишь реактивную мощность ближневолновых полей антенны.

Если коммутационная антенна работает в режиме однолучевого излучения (см. разд. 7), при котором все паразитные лучи мнимые, то, как видно из формулы (32), ее к. н. д. совпадает с к. н. д. идеальной антенны. Однако для уменьшения потерь в антенне реактивную мощность ближневолновых полей также желательно уменьшать, поэтому будем считать, что оптимальный коэффициент укорочения соответствует минимуму суммы уровней всего бесконечного множества n паразитных лучей. Согласно формуле (29) имеем следующее выражение для суммы уровней всех лучей антенны:

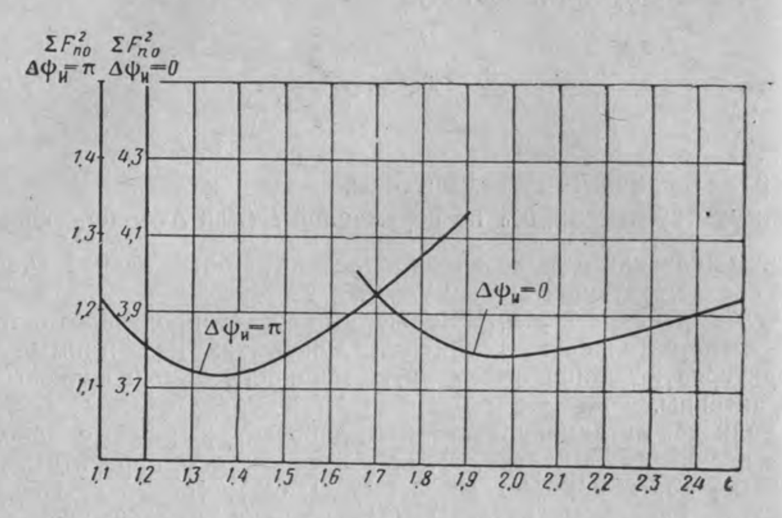
$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_{n0}^2 = \left(\frac{\Delta\psi}{\sin\Delta\psi}\right)^2 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin\left(\frac{\pi n}{t} + \frac{\Delta\psi_и}{2t}\right)}{\frac{\pi n}{t} + \frac{\Delta\psi_и}{2t}}\right]^2. \qquad (33)$$

Уровни боковых лучей быстро падают с увеличением их номеров, поэтому при приближенном суммировании (33) достаточно ограничиться лишь несколькими первыми членами ряда.

На фиг. 10 приведена зависимость суммы (33) от коэффициента укорочения для первых шести боковых лучей при $\Delta\psi_и=0$ и $\Delta\psi_и=\pi$. График показывает, что минимум суммы (33) для решетки коммутируемых излучателей имеет место при $t_{опт}=2$ ($\Delta\psi_{опт}=\pi/2$), т. е. когда длины включенных и выключенных участков антенны равны. Для антенны с балансными излучателями ($\Delta\psi_и=\pi$) $t_{опт}=1,35$.

Аналогичные расчеты, проделанные для антенны с излучателями на четыре положения ($\Delta\psi_и=\pi/2$), показали, что для нее

оптимальное значение коэффициента укорочения близко к единице, и поэтому уменьшать фазовую ошибку путем выключения части излучателей здесь нецелесообразно.



Фиг. 10. Зависимости суммы уровней боковых лучей от коэффициента укорочения t.

7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕКТОРА ОДНОЛУЧЕВОГО СКАНИРОВАНИЯ

Направление n-го луча антенны можно определить из формулы (24), подставив в нее выражение (20).

Для антенны с простыми коммутируемыми излучателями ($\Delta\psi_и=0$) получим

$$\sin\varphi_n=\gamma+n\frac{\lambda}{T}. \tag{34}$$

Так как главный луч этой антенны соответствует $n=-1$, для которого

$$\sin\varphi_{-1}=\gamma-\frac{\lambda}{T}, \tag{35}$$

то

$$\sin\varphi_n=\gamma+n(\gamma-\sin\varphi_{-1}). \tag{36}$$

Практический интерес представляет режим однолучевого излучения, при котором все действительные паразитные лучи убраны

«за линию горизонта». Для получения этого режима необходимо выполнить условие

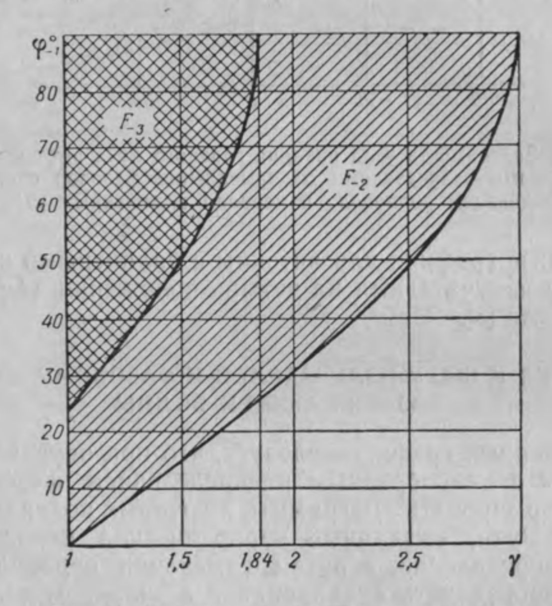
$$|\sin\varphi_n|>1,$$

или

$$|\gamma+n(\gamma-\sin\varphi_{-1}|>1. \tag{37}$$

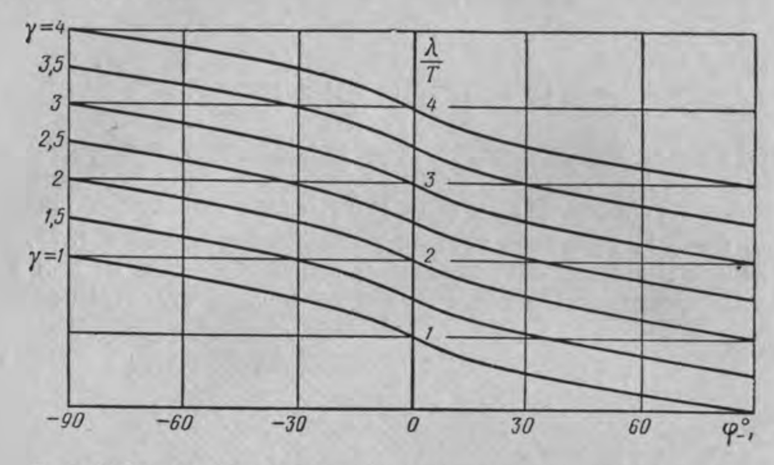
Из выражения (37) следует, что наибольшую опасность представляет луч $n=-2$ (лучи $n=0$ и $n=+1$ заведомо подавлены при выполнении условия (27) и $\varphi_{-1}<|90°|$, а луч $n=-1$ рабочий).

На фиг. 11 приведен график решения неравенства (37), показывающий границы существования лучей $n=-2$ и $n=-3$ в секторе сканирования. По оси абсцисс на фиг. 11 отложено замедление возбуждающей волны, по оси ординат — угол между нормалью к антенне и главным лучом. Заштрихованные области графика показывают те значения замедлений и углов наклона главного луча, при которых в секторе ±90° существует тот или иной паразитный луч. При качании главного луча в остальной, незаштрихованной области все боковые лучи оказываются «за линией горизонта».



Фиг. 11. Зависимость сектора однолучевого сканирования антенны с коммутируемыми излучателями от замедления фазовой скорости γ в возбуждающем волноводе.

Связь угла наклона главного луча с замедлением и относительной длиной ступеньки λ/T определяется формулой (34) и показана на фиг. 12.



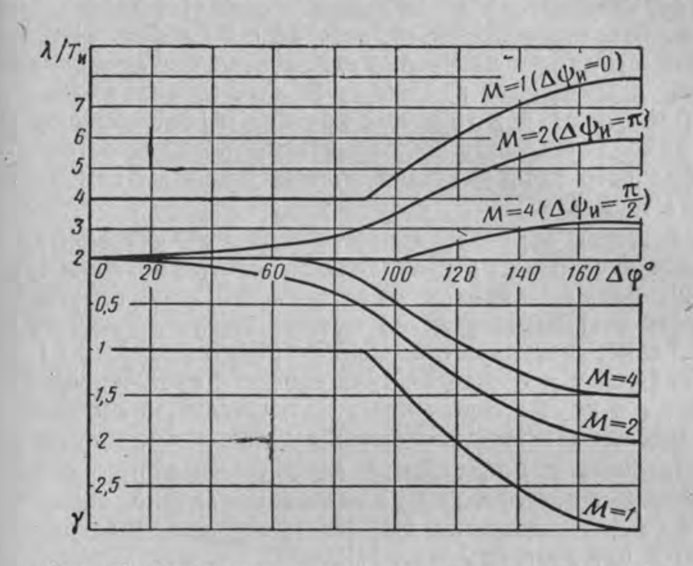
Фиг. 12. Зависимость угла наклона главного луча антенны с коммутируемыми излучателями от замедления фазовой скорости γ в возбуждающем волноводе и периода включенных участков T.

Аналогичные графики для антенны с балансными излучателями ($\Delta\psi_и=\pi$) и с излучателями на четыре положения ($\Delta\psi_и=\pi/2$) приведены в работе [3].

8. ТРЕБОВАНИЯ К ШАГУ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ И ФАЗОВОМУ ЗАМЕДЛЕНИЮ ВОЗБУЖДАЮЩЕЙ ВОЛНЫ

Из приведенных графиков следует, что при определенных условиях антенны с пилообразным распределением фазовых ошибок позволяют формировать диаграммы, в которых подавлены паразитные боковые лучи, вызванные периодической неравномерностью фазового распределения, а путем изменения периода этого распределения производить сканирование в широком секторе углов. Для обеспечения, например, при $\Delta\psi_и=0$ сектора сканирования $\pm90°$ замедление в возбуждающей системе должно равняться трем, а период распределения должен изменяться от $\lambda/2$ до $\lambda/4$. Необходимая для этого минимальная длина включенного участка антенны и шаг излучателей зависят от величины фазового скачка и коэффициента укорочения. При $\Delta\psi_и=0$ и $t=t_{опт}=2$ длина включенного участка, как показано выше, составляет половину периода, и при реальном дискретном расположении излучателей на этом участке необходимо разместить хотя бы один излучатель. Следовательно, для однолучевого сканирования в секторе $\pm90°$ шаг коммутируемых излучателей должен равняться $\lambda/8$. При этом одному крайнему положению луча соответствует чередование одного включенного и одного выключенного излучателя, а другому — чередование двух включенных и двух выключенных. Учитывая, что минимальный период фазовых ошибок T ограничен шагом излучателей, можно с помощью графиков, приведенных на фиг. 11 и фиг. 12 для $\Delta\psi_и=0$, и в работе [3] для $\Delta\psi_и=\pi$ и $\Delta\psi_и=\pi/2$, построить кривые (фиг. 13), которые непосредственно связывают сектор однолучевого сканирования $\Delta\varphi$ с требуемым замедлением γ и шагом излучателей $T_и$.

На фиг. 13 по оси абсцисс отложен сектор однолучевого сканирования $\Delta\varphi$, отсчитываемый от угла минус 90° (отрицательные



Фиг. 13. Зависимость сектора однолучевого сканирования $\Delta\varphi$ от шага излучателей $T_и$ и замедления фазовой скорости γ в возбуждающем волноводе.

углы отсчитываются от нормали в сторону, противоположную движению волны в возбуждающем волноводе). Вверх по оси ординат отложены значения $\lambda/T_и$, а вниз γ, обеспечивающие заданный сектор $\Delta\varphi$. Определяемые графиком замедления фазовой скорости и шаг излучателей позволяют получить на краях сектора сканирования линейное фазовое распределение, а внутри сектора производить аппроксимацию линейного распределения с максимальной фазовой ошибкой $\pm90°$ для $M=1$ и $M=2$ и $\pm45°$ для $M=4$.

Рассмотрим случай, когда уровень паразитного луча, ближайшего к главному, сильно ослаблен, и поэтому может быть допущено его наличие в секторе сканирования.

При $\Delta\varphi_и=0$ уровень ближайшего луча $n=-2$, как видно из табл. 2, падает до нуля при $t=t_{опт}=2$, а при $\Delta\psi_и=\pi$ уровень ближайшего луча $n=+1$ падает до нуля при $t=1{,}5$, что лишь не-

много отличается от оптимального значения коэффициента укорочения.

Снижение уровня паразитного луча объясняется тем, что его пространственное положение совпадает с нулем диаграммы включенного участка. В реальных условиях, при учете дискретности расположения излучателей и неидеальной равномерности амплитудного распределения поля внутри каждого участка, уровень паразитного луча хотя и не упадет до нуля, но может быть существенно ослаблен. Отсюда следует, что при определенном значении коэффициента t, близком к $t_{опт}$, однолучевое сканирование можно осуществить при меньших замедлениях по сравнению со значениями, определяемыми из графика на фиг. 11.

В частности, для обеспечения однолучевого сканирования в секторе $\pm 90°$ при $\Delta\varphi_и=0$ и $t=t_{опт}=2$ замедление можно снизить до 1,84 (см. фиг. 11), в то время как при не оптимальной фазовой ошибке замедление должно равняться трем. Пространственный период фазового распределения должен при этом изменяться примерно от λ до $\lambda/3$.

Если решетка образована изотропными излучателями, то для ослабления луча $n=2$ на излучающем участке антенны минимальной длины должно располагаться хотя бы два излучателя для того, чтобы диаграмма участка имела нужную конечную ширину. Следовательно, шаг решетки должен равняться $\lambda/12$. При этом одному крайнему положению луча соответствует чередование двух включенных и двух выключенных излучателей, а другому — чередование шести включенных и шести выключенных излучателей.

Для антенны с балансными излучателями при однолучевом сканировании в секторе $\pm 90°$ замедление можно снизить таким способом от двух до единицы, но требуемый шаг излучателей уменьшится при этом от $\lambda/6$ до $\lambda/12$.

Реализация столь малого шага излучателей встречает серьезные трудности и этот способ снижения замедления возможен не всегда.

Для обеспечения однолучевого сканирования в полном секторе $\pm 90°$ целесообразно выбирать шаг излучателей и замедление из расчета сканирования лишь в одном квадранте 0—90°, а сканирование во втором квадранте 90—180° производить путем коммутации питания возбуждающего волновода. Например, с помощью балансных излучателей такое сканирование можно осуществить при приемлемом шаге $\lambda/3$ и замедлении около 0,6.

9. РЕЗУЛЬТАТЫ ТОЧНЫХ РАСЧЕТОВ ДИАГРАММЫ

Из приведенного анализа коммутационного метода сканирования следует, что в общем случае диаграмму дискретной решетки можно определить лишь путем непосредственных численных расчетов, однако во всем секторе сканирования форма диаграммы лежит в пределах, определяемых, с одной стороны, диаграммой антенны с хаотическим распределением фазовой ошибки, а с другой стороны, — диаграммой антенны со строго периодическим, ступенчатым фазовым распределением. Напряженность поля в точке главного максимума и форма основного луча остаются в этих пределах примерно постоянными, а в области боковых лепестков следует ожидать сильной флюктуации напряженности поля, причем максимальный уровень паразитных лучей не может превзойти уровня, определяемого ступенчатым фазовым распределением. Для проверки этих утверждений проведен точный расчет диаграммы коммутационной антенны, состоящей из 32 изотропных излучателей с шагом $T_и=\lambda/2$ при $\Delta\psi_и=\pi/2$, $t=1$ и $\gamma=0$.

Расчет диаграммы проведен по формуле

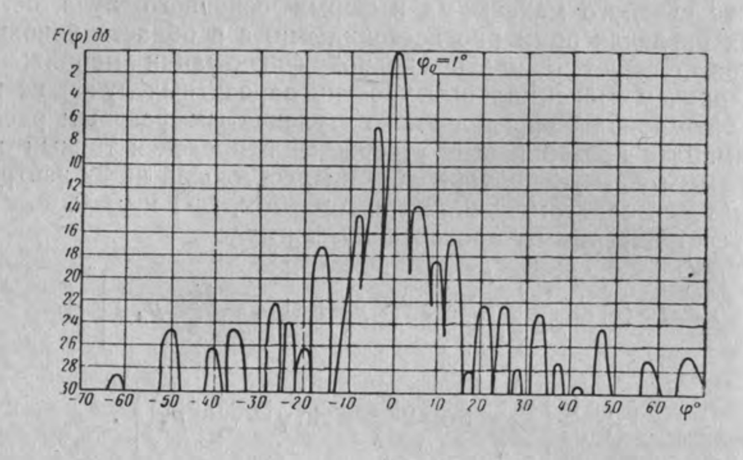
$$F^2(\varphi)=\frac{1}{N^2}\left[\sum_{n=1}^{N}\cos\pi\left(2\frac{T_и}{\lambda}n\sin\varphi-\frac{\Delta\psi_и}{\pi}p_n\right)\right]^2+$$

$$+\frac{1}{N^2}\left[\sum_{n=1}^{N}\sin\pi\left(2\frac{T_и}{\lambda}n\sin\varphi-\frac{\Delta\psi_и}{\pi}p_n\right)\right]^2. \qquad (38)$$

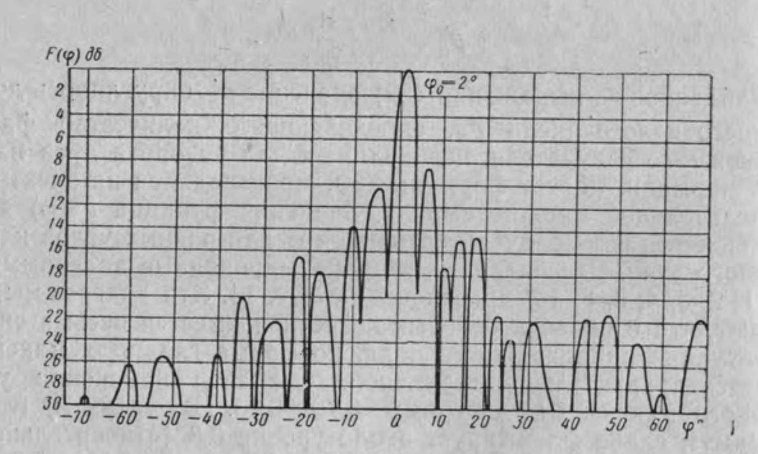
Целочисленный параметр p_n определялся из условия

$$p'_n=\frac{knT_и\sin\varphi_0}{\Delta\psi_и}. \qquad (39)$$

Найденное из выражения (39) значение p'_n округлялось до ближайшего целого числа p_n, определяющего количество фазовых скачков n-го излучателя, необходимых для поворота луча на угол φ_0 от нормали. Расчет формулы (38) производился на электронно-вычислительной машине «Урал». Значения функции $F^2(\varphi)$ вычислялись через пол-градуса переменной φ для разных углов наклона главного луча. Рассчитанные и пронормированные диаграммы для $\varphi_0=1$, 2, 3, 4, 5, 8, 16° приведены на фиг. 14. Эти диаграммы показывают, что в области боковых лепестков имеется весьма сильная флюктуация напряженности поля, но форма главного максимума остается сравнительно стабильной. Диапазон изменения уровня главного максимума диаграмм 0,76—0,83. В среднем главный максимум слабо флюктирует около уровня 0,8 (относительно идеальной антенны), в то время как по приближенной формуле (26) уровень главного луча должен быть 0,81. При малых углах отклонения луча диаграмма асимметрична, с увеличением угла наклона симметрия диаграммы в области первых боковых лепестков улучшается, но зато начинает четко проявляться паразитный луч $n=-1$ (слева от главного максимума на приводимых диаграммах). Положение этого луча с большой точностью соответствует расчету по формуле (19), а его величина флюктуирует при качании в диапазоне 10,5—8 *дб*, в то время как по приближенной формуле (29) уровень этого луча равен 9,6 *дб*.

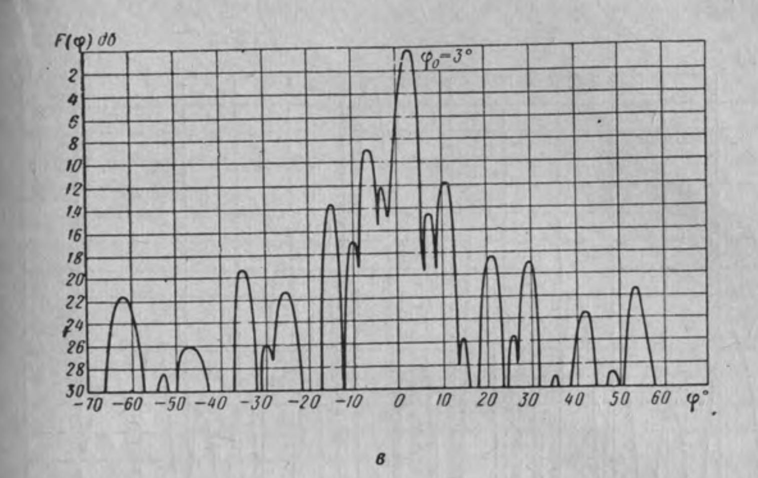


а

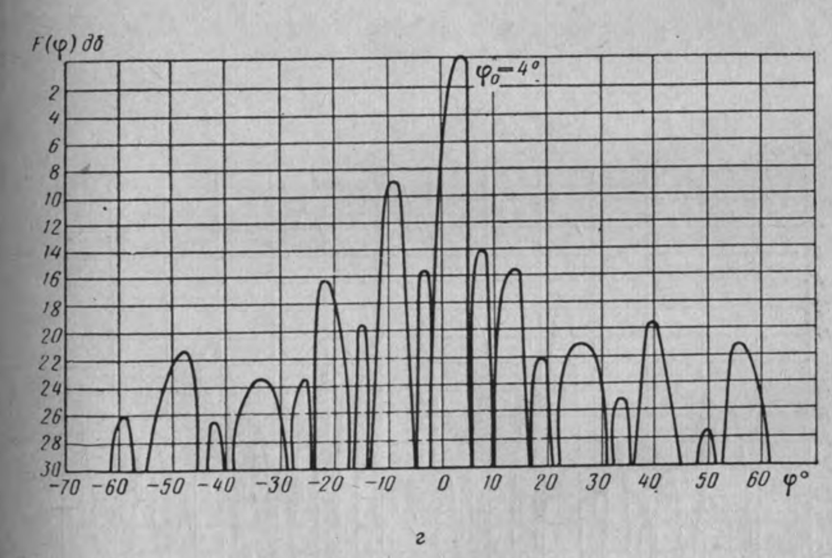


б

Фиг. 14. Диаграммы направленности решетки из 32 излучате
1, 2, 3, 4,

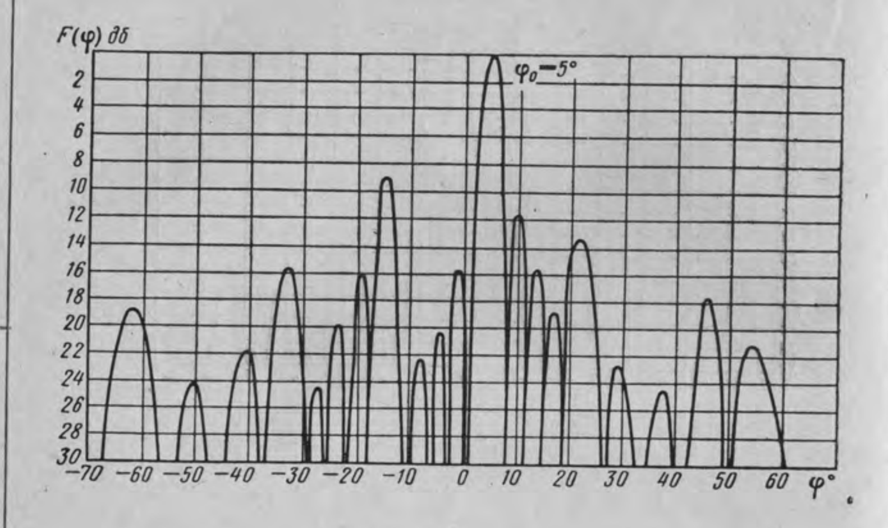


в

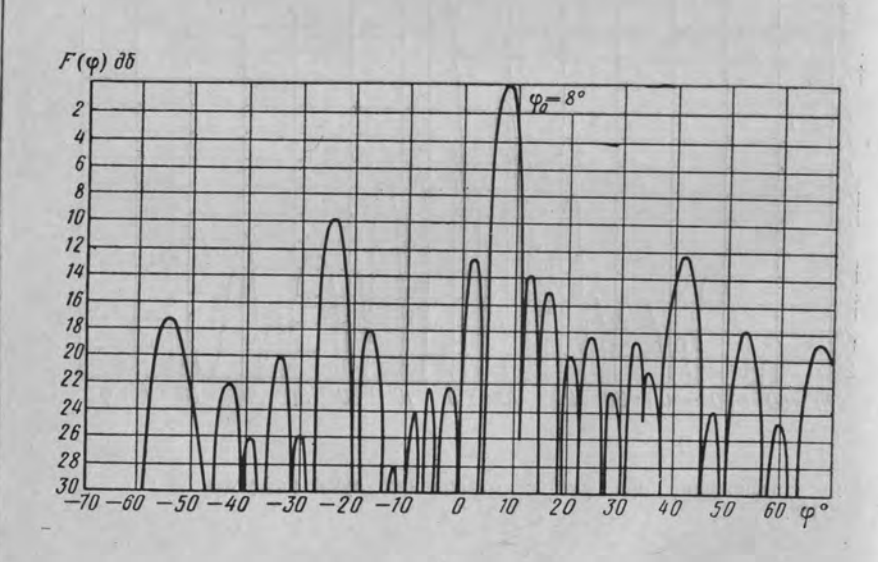


г

лей на 4 положения при $\gamma=0$ и отклонении луча на углы
5, 8 и 16°.



д



е

Фиг. 14. Диаграммы направленности решетки из 32 излуча 1, 2, 3, 4,

В целом расчет показал, что проведенный приближенный анализ свойств коммутационных антенн дает точность, достаточную для предварительного определения их основных характеристик.

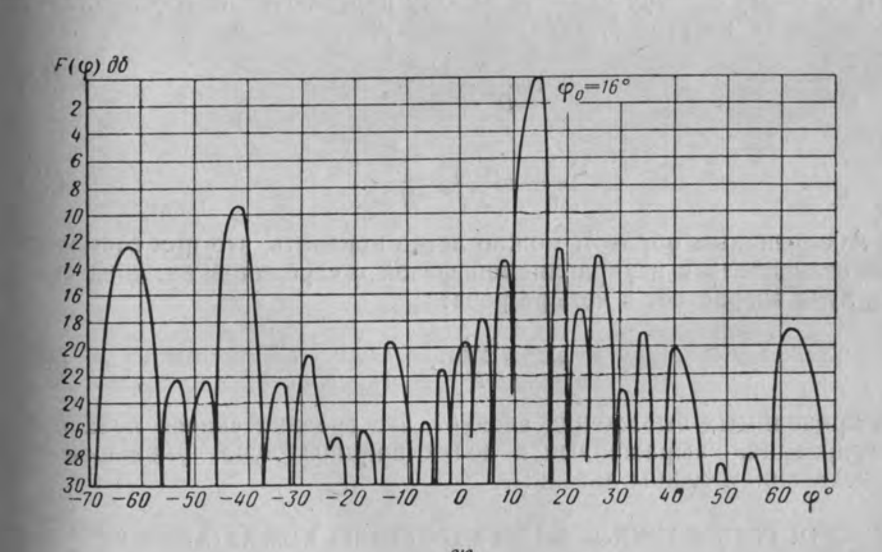
10. СКАЧКИ ЛУЧА ПРИ СКАНИРОВАНИИ

Рассмотрение величины скачков луча при сканировании и требований к быстродействию управляющего устройства и коммутаторов антенны проводится применительно к линейной решетке из N излучателей на M положении, которые позволяют производить аппроксимацию требуемого линейного фазового распределения $\psi_0(x) = kx \sin \varphi_0$ с максимальной ошибкой $\Delta\psi = \Delta\psi_{\text{п}}/2 = \pi/M$.

Число переключений n-го излучателя антенны p_n связано с углом отклонения луча φ_0 соотношением (39). Частота переключения ν_n зависит, кроме того, от времени обзора $T_{\text{обз}}$ заданного сектора углов. Считая, что сектор обзора $\pm 90°$, из формулы (39) получим

$$\nu_n = \frac{2knT_{\text{и}}}{\Delta\psi_{\text{и}} T_{\text{обз}}}. \tag{40}$$

С наибольшей частотой должен переключаться крайний излучатель антенны. Считая, что излучатель с неуправляемой фазой



ж

телей на 4 положения при $\gamma=0$ и отклонении луча на углы 5, 8 и 16°.

совмещен с серединой антенны, можно из формулы (40) получить следующее выражение максимальной частоты переключения:

$$\nu_{max}=\frac{\pi}{\Delta\psi_{и}}\frac{1}{T_{обз}}\frac{104}{\beta^{\circ}}, \qquad (41)$$

где $\beta^{\circ}=52\beta=52\frac{\lambda}{NT_{и}}$ — ширина диаграммы направленности. При ширине диаграммы, например, 1°, времени обзора 0,1 *сек* и использовании фазовращателей на четыре положения ($\Delta\psi_{и}=\pi/2$) максимальная частота переключения равна примерно 2 *кгц*.

При совмещении излучателя с неуправляемой фазой с началом линейки максимальное число переключений возрастает вдвое.

Полное число переключений P, которое необходимо произвести в антенне при повороте луча на угол φ_0, выражается формулой

$$P=\sum_{n=1}^{N}p_n. \qquad (42)$$

Подставляя в это выражение формулу (39) и производя суммирование, получим для случая $N\gg1$ и сектора сканирования $\pm90°$

$$P\simeq\frac{2\pi}{\Delta\psi_{и}}\frac{N}{\beta}=\frac{NM}{\beta}. \qquad (43)$$

Так как углу качания π соответствует P переключений, то в среднем по всему сектору качания одному переключению соответствует скачок луча на угол δ, определяемый выражением

$$\delta=\frac{\pi}{P}=\frac{\Delta\psi_{и}\beta}{2N}, \qquad (44)$$

или

$$\frac{\delta}{\beta}=\frac{\Delta\psi_{и}}{2N}=\frac{\pi}{NM}. \qquad (45)$$

Аналогичным образом можно легко показать, что при совмещении излучателя с неуправляемой фазой с серединой антенны скачок луча возрастает в четыре раза:

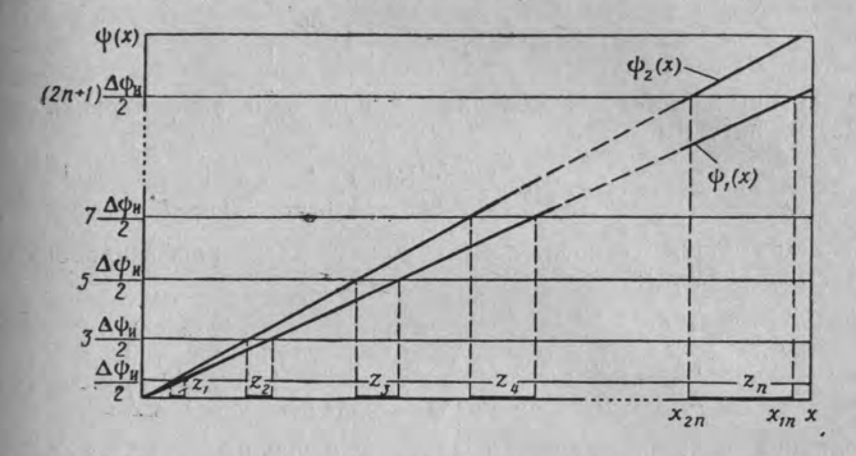
$$\frac{\delta}{\beta}=\frac{2\Delta\psi_{и}}{N}. \qquad (46)$$

Из приводимых выражений следует, что средний скачок луча при сканировании, выраженный в долях ширины луча, уменьшается с увеличением длины антенны.

11. ТРЕБОВАНИЯ К БЫСТРОДЕЙСТВИЮ КОММУТАТОРОВ

Процесс переключения коммутаторов из-за инерционности их и схемы управления занимает некоторый интервал времени τ, в течение которого соответствующий излучатель оказывается либо

расфазированным, либо выключенным. Оценку влияния времени переключения на диаграмму направленности произведем для антенны, состоящей из большого числа близко расположенных излучателей. Такую антенну приближенно можно рассматривать как непрерывную (фиг. 15). Отклонению луча на угол φ_1 от нормали



Фиг. 15. Влияние времени переключения излучателей на расфазировку части антенны при сканировании.

соответствует в такой антенне непрерывное линейное фазовое распределение

$$\psi_1(x)=kx\sin\varphi_1. \qquad (47)$$

При качании диаграммы направленности эта линия вращается относительно точки $x=0$ со скоростью, определяемой скоростью движения луча в пространстве ω:

$$\omega=\frac{\pi}{T_{обз}}, \qquad (48)$$

и за время переключения τ повернется на некоторый угол и займет положение, описываемое уравнением

$$\psi_2(x)=kx\sin\varphi_2, \qquad (49)$$

где

$$\varphi_2=\varphi_1+\omega\tau. \qquad (50)$$

Отрезки, обозначенные на фиг. 15 буквами $z_1, z_2, \ldots, z_n$, соответствуют расфазированным участкам антенны, так как у расположенных на них излучателях осуществляется в это время переключение.

Координаты точек пересечения прямых $\psi_1(x)$ и $\psi_2(x)$ с фазовыми уровнями $(2n+1)\ \frac{\Delta\psi_и}{2}$ определяются условиями

$$kx_{1n}\sin\varphi_1=(2n+1)\frac{\Delta\psi_и}{2},$$
$$kx_{2n}\sin\varphi_2=(2n+1)\frac{\Delta\psi_и}{2}, \tag{51}$$

из которых можно определить длину n-го расфазированного участка антенны

$$z_n=x_{1n}-x_{2n}=\frac{(2n+1)\Delta\psi_и}{2k}\left(\frac{1}{\sin\varphi_1}-\frac{1}{\sin\varphi_2}\right). \tag{52}$$

Найдем общую относительную длину всех расфазированных участков антенны:

$$\frac{\sum\limits_{n=1}^{n_{\max}} z_n}{L}=\frac{l_р}{L}=\frac{\Delta\psi_и}{2kL}\left(\frac{1}{\sin\varphi_1}-\frac{1}{\sin\varphi_2}\right)\left(1+\sum_{n=1}^{n_{\max}}2n\right). \tag{53}$$

Величина $n_{\max}$ определяется здесь следующим приближенным условием:

$$kL\sin\varphi=\frac{\Delta\psi_и}{2}(2n_{\max}+1), \tag{54}$$

где $L=NT_и$ — длина антенны, а $\varphi=\frac{\varphi_1+\varphi_2}{2}$.

При углах отклонения луча от нормали, превышающих две ширины диаграммы в (54), можно пренебречь единицей по сравнению с $n_{\max}$. Подставляя формулы (50) и (48) в выражение (53) и полагая $n_{\max}\gg 1$, $\sin\omega\tau\approx\omega\tau$, $\cos\omega\tau\approx 1$, получим после простых преобразований

$$\frac{l_р}{L}=\cos\varphi\ \frac{\pi}{2\Delta\psi_и}\ \frac{\tau}{T_{обз}}\ kL, \tag{55}$$

откуда

$$\tau=\frac{\frac{l_р}{L}2\Delta\psi_и T_{обз}}{\pi kL\cos\varphi}. \tag{56}$$

Время переключения излучателей, определяемое уравнением (56) и отнесенное ко времени T_{nx}, в течение которого последний, наиболее «быстрый» излучатель находится во включенном состоянии, выражается следующей формулой:

$$\tau_1=\frac{\tau}{T_{nx}}\approx 1{,}27\ \frac{l_р}{L'}=1{,}27\,\alpha, \tag{57}$$

где $L'=L\cos\varphi$ — эквивалентная апертура антенны.

Легко показать, что формула (57) не изменяется при совмещении излучателя с неуправляемой фазой с серединой антенны.

Из полученного выражения видно, что при заданной относительной расфазировке α допустимое время переключения не зависит от величины фазового скачка. Поэтому уравнение (57) применимо, в частности, к обычной антенне с параллельно включенными плавными фазовращателями, позволяющими осуществлять сдвиг фаз лишь на угол порядка 360°. При использовании подобных фазовращателей требуемое линейное изменение фазы на их выходах приходится заменять пилообразным (прибегать к сбросу фаз фазовращателя через каждые 360°), при котором возникает определенное время обратного хода.

Произведем оценку влияния расфазировки части длины антенны на диаграмму направленности. Предварительно заметим, что у реальной дискретной решетки чередование сфазированных и расфазированных излучателей в общем случае непериодическое; однако, как видно из фиг. 15, большая часть расфазированных излучателей сосредоточена на конце антенны. Поэтому для приближенной оценки искажений диаграммы примем, что все расфазированные участки сосредоточены на конце антенны, как показано в левом верхнем углу фиг. 5. Очевидно, что принятое предположение позволит правильно определить напряженность поля в точке главного максимума и оценить максимальный уровень боковых лепестков.

Диаграмма направленности антенны с подобным ступенчатым фазовым распределением исследовалась выше [формула (18)], откуда следует, что при $\alpha=0{,}01$ и наихудшей расфазировке $\Delta\psi_и=\pi$ искажения диаграммы в области главного луча и первых боковых лепестков пренебрежимо малы. Приняв значение $\alpha=0{,}01$ за максимальное допустимое, можно из формулы (57) определить, что допустимое время переключений излучателей составляет около 1% от времени, в течение которого последний излучатель антенны находится во включенном состоянии.

ВЫВОДЫ

1. При коммутационном сканировании возникают фазовые ошибки, которые определяются набором фаз излучателей и приводят в общем случае к снижению к. н. д. антенны, появлению паразитных лучей и увеличению реактивной мощности ближневолновых полей.

2. В коммутационной антенне возможен однолучевой режим излучения и сканирования, при котором паразитные лучи, вызванные фазовыми ошибками, убраны «за линию горизонта» и влияют лишь на реактивное поле антенны, а к. н. д. и диаграмма почти не отличается от к. н. д. и диаграммы идеальной антенны.

Для получения этого режима период фазовых ошибок должен быть мал, т. е. фазовые ошибки должны быстро изменяться вдоль

антенны. Это условие приводит к требованию малого шага излучателей и большого замедления фазовой скорости в возбуждающем волноводе.

3. При коммутационном сканировании луч перемещается небольшими скачками, величина которых меньше ширины луча, и падает с увеличением числа излучателей.

ЛИТЕРАТУРА

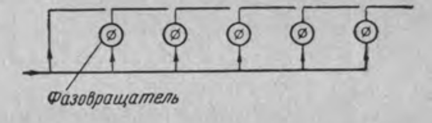
1. Дерюгин Л. Н., Способ электрического управления лучом остронаправленных линейных и поверхностных антенных решеток, Авторское свидетельство № 662481 от 11 апреля 1960 г.
2. Зимин Д. Б., Влияние фазовых ошибок фазовращателей на характеристики сканирующих антенн, Настоящий сборник.
3. Зимин Д. Б., Свойства антенн со ступенчатым фазовым распределением, Настоящий сборник.
4. Шубарин Ю. В., Антенны сверхвысоких частот, Изд. Харьковского университета, 1960.
5. Дерюгин Л. Н., Долженков Д. А., Зимин Д. Б., Электрически управляемый фазовращатель, Авторское свидетельство № 148443 от 11 апреля 1961 г.

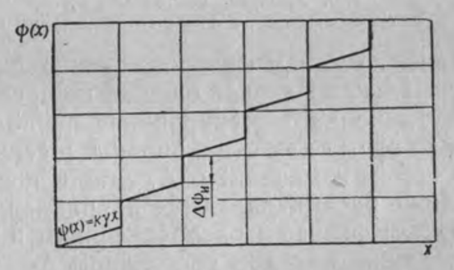
УДК 621.396.965.62-544.001.5

Инж. *Д. Б. ЗИМИН*

СВОЙСТВА АНТЕНН СО СТУПЕНЧАТЫМ ФАЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Ступенчатое фазовое распределение встречается в коммутационных [1], [2] и секционированных сканирующих антеннах. В качестве примера на фиг. 1 приведена одна из простейших схем секционирования, состоящая из p излучающих секций, возбуждение которых осуществляется от общего канализирующего волновода через управляемые фазовращатели, позволяющие регулировать фазовый сдвиг $\Delta\psi_{и}$ между секциями. Предполагается, что каждая секция представляет собой антенну с бегущей волной, имеющую длину $T=L/p$ и фазовое распределение $\psi(x)=k\gamma x$, где L — общая длина антенны, $k=2\pi/\lambda$ — волновое число, $\gamma=\lambda/\lambda_{в}$ и $\lambda_{в}$ — соответственно замедление фазовой скорости и длина волны в секции. Внизу на фиг. 1 приведен график фазового распределения по секционированной антенне. В более общем случае секционирования осуществляется также управление фазовым распределением в каждой отдельной секции. При этом ступенчатая неравномерность общего фазового распределения может возникнуть при несинхронности управления межсекционными фазовращателями и фазовым распределением секций. Однако ограничимся рассмотрением только простейшей схемы секционирования с неуправляемыми секциями.

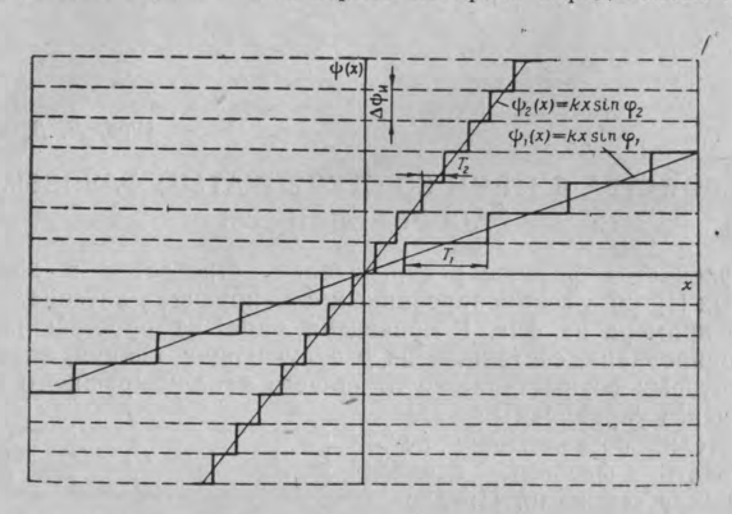




Фиг. 1. Простейшая секционированная антенна с неуправляемыми секциями и ее фазовое распределение.

Ступенчатое фазовое распределение по коммутационной антенне при $\gamma=0$ для двух углов наклона луча φ_1 и φ_2 относительно нормали к антенне показано на фиг. 2. Прямые $\psi_1(x)=kx\sin\varphi_1$ и

$\varphi_2(x)=kx\sin\varphi_2$ обозначают линейные фазовые распределения, обеспечивающие требуемые углы наклона луча. Предполагается, что имеется возможность придавать фазе каждой точки излучающего раскрыва значение $\Delta\psi_{и}n$, где n — любое целое число. При этом возможна аппроксимация требуемого линейного фазового распределения ступенчатым, период которого определяется принятым значением фазового скачка $\Delta\psi_{и}$ и углом наклона луча, а максимальная фазовая ошибка не превышает $\pm 0{,}5\Delta\psi_{и}$. В процессе коммутационного сканирования период T и число $p=L/T$ изменяются, в то время как сканирование в секционированной антенне осуществляется изменением $\Delta\psi_{и}$ при постоянном количестве секций p. Ниже рассматриваются направленные свойства антенны со ступенчатым фазовым распределением и их изменение в процессе сканирования как при постоянном $\Delta\psi_{и}$ и переменном p, так и при постоянном p и переменном $\Delta\psi_{и}$.



Фиг. 2. Фазовое распределение по сканирующей коммутационной антенне, состоящей из непрерывно расположенных источников, фазы которых могут принимать значения $\Delta\psi_{и}n$.

1. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ СО СТУПЕНЧАТЫМ ФАЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Диаграмму направленности антенны со ступенчатым фазовым распределением (по мощности) $F^2(u)$ запишем в виде произведения диаграммы одной секции $F_1^2(u)$ на множитель решетки фазовых центров $F_2^2(u)$:

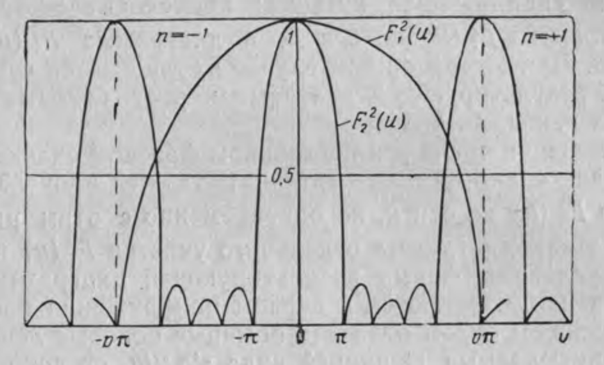
$$F^2(u)=F_1^2(u)\,F_2^2(u). \tag{1}$$

Считая, что каждая секция состоит из непрерывно расположенных источников, возбуждаемых бегущей волной, с равномерным амплитудным распределением, имеем следующее выражение для нормированной диаграммы одной секции:

$$F_1^2(u)=\frac{\sin^2\left(\frac{u}{p}\right)}{\left(\frac{u}{p}\right)^2}, \tag{2}$$

где

$$u=\frac{1}{2}\,kL\,(\sin\varphi-\gamma). \tag{3}$$



Фиг. 3. Совмещенные диаграммы направленности одной секции $F_1^2(u)$ и множителя решетки фазовых центров $F_2^2(u)$.

В тех же обозначениях нормированный множитель решетки фазовых центров выражается формулой

$$F_2^2(u)=\frac{\sin^2\left[p\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_{и}}{2}\right)\right]}{p^2\sin^2\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_{и}}{2}\right)}, \tag{4}$$

а диаграмма всей антенны со ступенчатым фазовым распределением, пронормированная по максимуму диаграммы соответствующей синфазной антенны, согласно равенству (1) запишется в виде

$$F^2(u)=\frac{1}{p^2}\,\frac{\sin^2\frac{u}{p}}{\left(\frac{u}{p}\right)^2}\,\frac{\sin^2\left[p\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_{и}}{2}\right)\right]}{\sin^2\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_{и}}{2}\right)}. \tag{5}$$

Для выяснения вида диаграммы всей антенны рассмотрим совмещенные диаграммы направленности одной секции и множителя решетки фазовых центров (фиг. 3). Соотношение периодов функции $F_1^2(u)$ и $F_2^2(u)$ и их взаимное расположение по оси перемен-

ной u определяется числом секций p и фазовым скачком $\Delta\psi_и$. Положение диаграмм, показанное на фиг. 3, соответствует $\Delta\psi_и=0$. В этом случае, как легко убедиться, формула (1) приводится к выражению

$$F^2(u)=\frac{\sin^2 u}{u^2}, \tag{6}$$

которое описывает диаграмму антенны с линейным фазовым и равномерным амплитудным распределением. Такую антенну будем в дальнейшем называть идеальной.

При изменении фазового скачка $\Delta\psi_и$ и постоянном p (секционированная сканирующая антенна) происходит соответственный сдвиг диаграммы $F_2^2(u)$ по оси u, а диаграмма $F_1^2(u)$ остается неизменной. При этом в общем случае наблюдаются существенные искажения результирующей диаграммы, рост боковых лепестков и снижение к. н. д. антенны.

При изменении числа p и постоянном фазовом скачке $\Delta\psi_и$ (коммутационная сканирующая антенна) также происходит сдвиг диаграммы $F_2^2(u)$ по оси u, но одновременно с этим расширяется (или сужается) диаграмма отдельного участка $F_1^2(u)$ и при определенных условиях форма результирующей диаграммы, уровень лепестков и к. н. д. остаются в первом приближении постоянными.

В дальнейшем будем отличать обычные боковые лепестки диаграммы, описываемые функцией вида $\sin u/u$, от дополнительных боковых лепестков, связанных со ступенчатой неравномерностью фазового распределения. Последние будем называть паразитными лучами.

Для предварительного анализа результирующей диаграммы антенны положим, что направления ее лучей совпадают с направлениями главных максимумов множителя решетки фазовых центров. Это предположение приводит к ошибке всего в несколько процентов при $p\geqslant 5$, которая быстро убывает с увеличением числа p. Особенности диаграммы при малых p рассмотрены ниже.

Множитель решетки фазовых центров имеет максимумы, равные единице, при

$$u=u_0=p\left(\pi n+\frac{\Delta\psi_и}{2}\right); \tag{7}$$

где

$$n=0;\ \pm 1;\ \pm 2 \text{ и т. д.}$$

Подставляя формулу (7) в уравнение (5), получим выражение для определения уровней лучей антенны со ступенчатым фазовым распределением относительно луча соответствующей идеальной антенны:

$$F_n^2=\frac{\sin^2\frac{1}{2}\Delta\psi_и}{\left(\frac{\Delta\psi_и}{2}+\pi n\right)^2}. \tag{8}$$

Луч с номером $n=0$ назовем главным, так как он является наибольшим для практически важных значений $\Delta\psi_и\leqslant\pi$. Другие значения n определяют спектр действительных и мнимых паразитных лучей, вызванных нарушением линейности фазового распределения.

Из формулы (8), следует, что уровни главного и паразитных лучей антенны со ступенчатым фазовым распределением при изменении периода распределения p и постоянном фазовом скачке $\Delta\psi_и$ (коммутационное сканирование) остаются неизменными и определяются только лишь величиной скачка.

При сканировании путем изменения фазового скачка $\Delta\psi_и$ при постоянном p (секционированная сканирующая антенна) имеются существенные изменения уровней лучей.

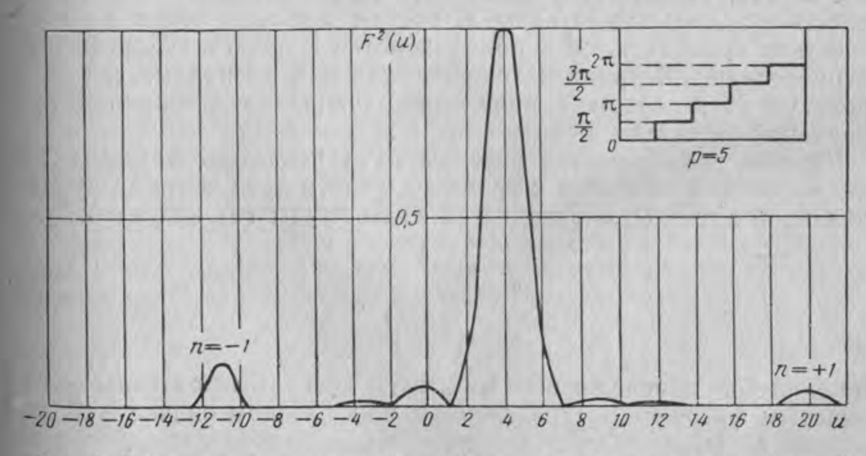
Поэтому целесообразно провести дальнейшее рассмотрение свойств ступенчатого фазового распределения отдельно для каждого случая.

2. ОСОБЕННОСТИ СТУПЕНЧАТОГО ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КОММУТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ. УСЛОВИЯ ОТСУТСТВИЯ ПАРАЗИТНЫХ ЛУЧЕЙ

Пронормированную диаграмму направленности антенны с учетом выражений (5) и (8) запишем в виде

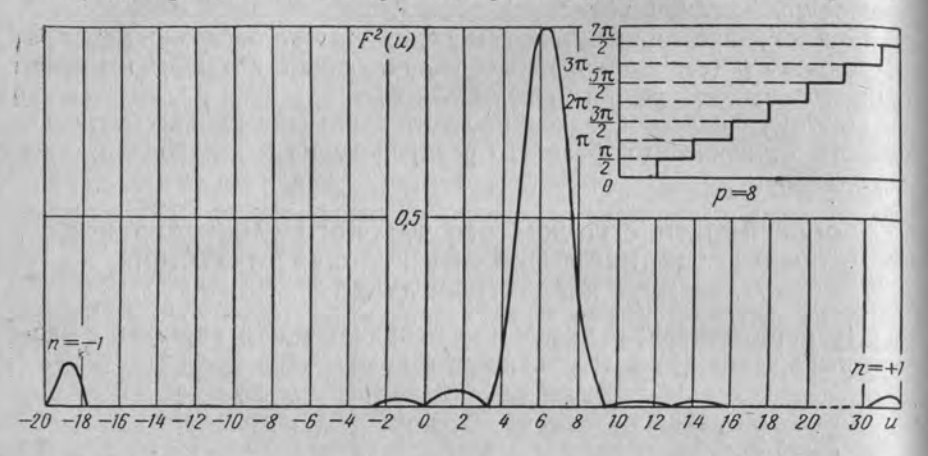
$$F_0^2(u)=\frac{1}{p^2}\left(\frac{\Delta\psi_и}{2\sin\frac{\Delta\psi_и}{2}}\right)^2\frac{\sin^2\frac{u}{p}}{\left(\frac{u}{p}\right)^2}\,\frac{\sin^2\left[p\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)\right]}{\sin^2\left(\frac{u}{p}-\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)}. \tag{9}$$

На фиг. 4 и 5 приведены две диаграммы, рассчитанные по формуле (9) для $\Delta\psi_и=\pi/2$ и двух значений p. На диаграммах видны



Фиг. 4. Диаграмма направленности коммутационной антенны при $\Delta\psi_и=\pi/2$ и $p=5$.

паразитные лучи $n=-1$ (слева от главного луча) и $n=+1$ (справа от главного луча). Уровни этих лучей в первом приближении не меняются при изменении p (т. е. с изменением угла наклона главного луча). На фиг. 6 в логарифмическом масштабе показана область главного максимума и двух первых боковых лепестков этих диаграмм. Для удобства рассмотрения искажений диаграмм главные максимумы условно совмещены и для сравнения показана диаграмма идеальной антенны ($p=1$). Как видно, при малых p диаграмма асимметрична, причем бо́льший лепесток распо-



Фиг. 5. Диаграмма направленности коммутационной антенны при $\Delta\psi_и=\pi/2$ и $p=8$.

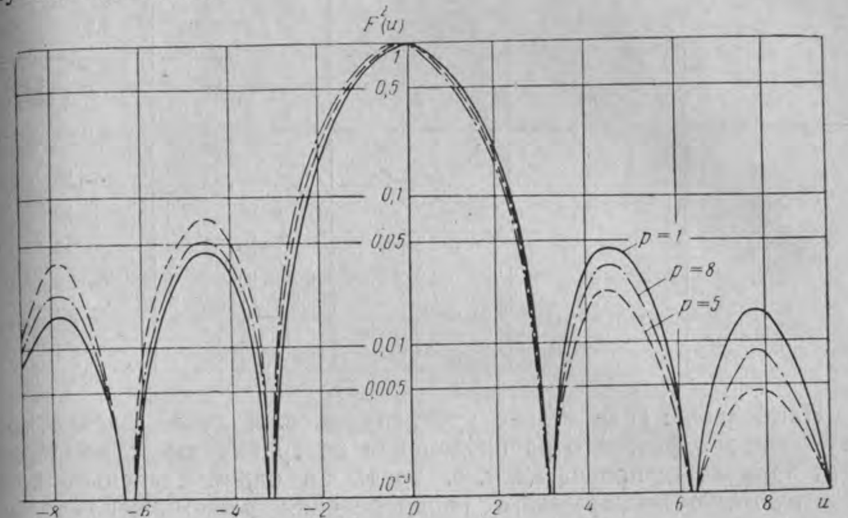
ложен с той же стороны от основного луча, с какой расположен наибольший паразитный луч $n=-1$. Уровень лепестков, расположенных справа, оказывается меньшим, чем уровень соответствующих лепестков идеальной антенны. С ростом p уровни левых и правых лепестков сравниваются и приближаются к лепесткам синфазного распределения. Ширина основного луча как по нулям, так и по уровню 3 *дб* в первом приближении совпадает с шириной луча идеальной антенны.

Уровень главного луча антенны со ступенчатым фазовым распределением, отнесенный к уровню главного луча соответствующей идеальной антенны, определяется из формулы (8) при $n=0$:

$$F_0^2=\frac{\sin^2\frac{\Delta\psi_и}{2}}{\left(\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)^2}. \tag{10}$$

Эта формула, определяющая максимум диаграммы антенны со ступенчатым фазовым распределением при фазовом скачке $\Delta\psi_и$, совпадает с выражением, определяющим максимум диаграммы антенны со случайным, равновероятным распределением фазовой ошибки в интервале $\pm\Delta\psi_и/2$ [3].

Это совпадение объясняется тем, что поле в главном максимуме не зависит от характера распределения ошибок и определяется лишь средней по длине антенны фазовой ошибкой, которая в обоих случаях одинакова.



Фиг. 6. Области главных максимумов диаграмм, приведенных на фиг. 4 и 5.

Уровни паразитных боковых лучей относительно главного луча определяются выражением

$$F_{n0}^2=\frac{\left(\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)^2}{\left(\pi n+\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)^2} \tag{11}$$

и приведены для некоторых значений фазового скачка $\Delta\psi_и$ и трех первых номеров n в таблице (см. стр. 166).

Из таблицы видно, что при $\Delta\psi_и=\pi$ боковой паразитный луч $n=-1$ равен главному. С уменьшением $\Delta\psi_и$ уровни паразитных лучей быстро падают. Для практически важного случая $\Delta\psi_и=\pi/2$ уровень наибольшего паразитного луча $n=-1$ составляет $\sim$9,6 *дб*.

Приведенные расчеты величин боковых лучей верны для непрерывных раскрывов. Для дискретного расположения изотропных излучателей легко получить формулу, аналогичную (11):

$$F_{n0}^2=\frac{\sin^2\frac{\Delta\psi_и}{2n_и}}{\sin^2\left(\frac{\pi n}{n_и}+\frac{\Delta\psi_и}{2n_и}\right)}, \tag{12}$$

где $n_и$ — количество излучателей в пределах одной ступеньки.

Таблица

Уровни n-х паразитных лучей для четырех значений фазового скачка $\Delta\psi$

n	$\Delta\psi=\pi$	$\Delta\psi=\frac{2}{3}\pi$	$\Delta\psi=\frac{\pi}{2}$	$\Delta\psi=\frac{\pi}{4}$
	F_{n0} *дб*	F_{n0} *дб*	F_{n0} *дб*	F_{n0} *дб*
—1	0	—6	—9,6	—16,6
+1	—9,6	—12	—14	—19
—2	—9,6	—13,85	—16,65	—23,5
+2	—14	—16,6	—19	—24,5
—3	—14	—18	—21	—27,2
+3	—16,6	—20	—22,3	—28

Наибольшее возрастание уровней боковых лучей дискретного ступенчатого фазового распределения по сравнению с непрерывным получается при $n_и=2$, т. е. когда на одной ступеньке соответствующего непрерывного распределения расположено только два излучателя. В этом случае, например, при $\Delta\psi_и=\pi/2$ уровень наибольшего паразитного луча возрастает с —9,6 до —7,7 *дб*. С увеличением $n_и$ уровни паразитных лучей дискретной решетки быстро падают, стремясь к уровням лучей непрерывного раскрыва и при $n_и>5$ их можно считать одинаковыми.

Найдем пространственное положение паразитных лучей. Из формул (3) и (7) легко установить следующую связь угла наклона n-го луча антенны φ_n с углом наклона ее главного максимума φ_0:

$$\sin\varphi_n=\sin\varphi_0\left(\frac{2\pi}{\Delta\psi_и}n+1\right)-\frac{2\pi}{\Delta\psi_и}n\gamma. \qquad (13)$$

Особый интерес представляет такой режим работы антенны, при котором в секторе углов $\pm 90°$ отсутствуют паразитные лучи. Это требование приводит к неравенству

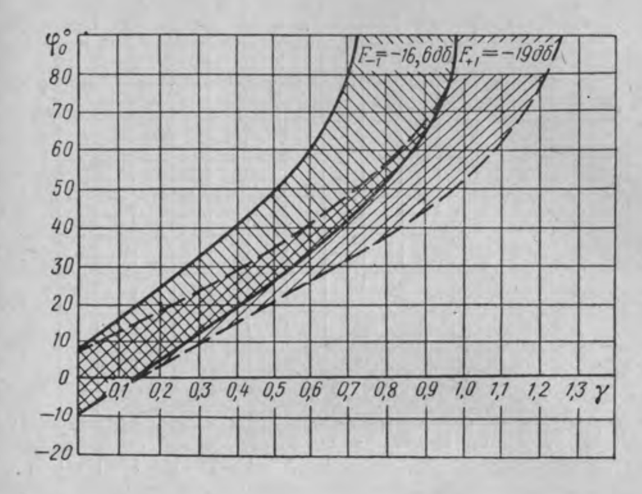
$$|\sin\varphi_n|>1$$

или

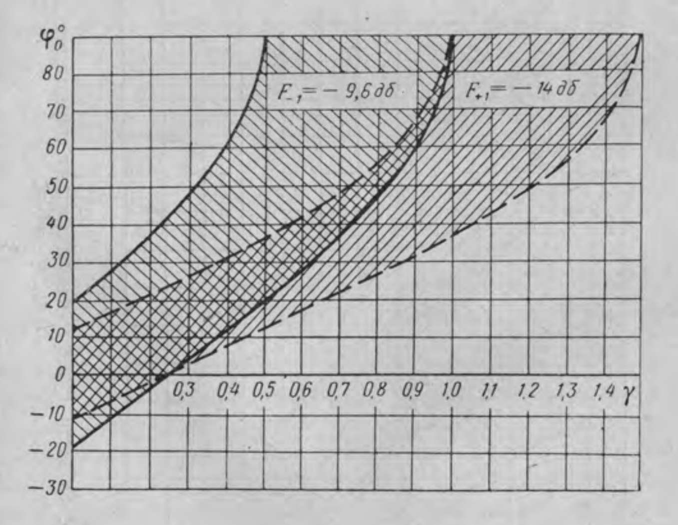
$$\left|\sin\varphi_0\left(\frac{2\pi}{\Delta\psi_и}n+1\right)-\frac{2\pi}{\Delta\psi_и}n\gamma\right|>1. \qquad (14)$$

Из неравенства (14) следует, что наибольшую опасность представляют лучи первых номеров ($n=\pm1$). Если в секторе $\pm 90°$ отсутствуют лучи $n=\pm1$, то автоматически выполняется условие отсутствия лучей более высоких порядков.

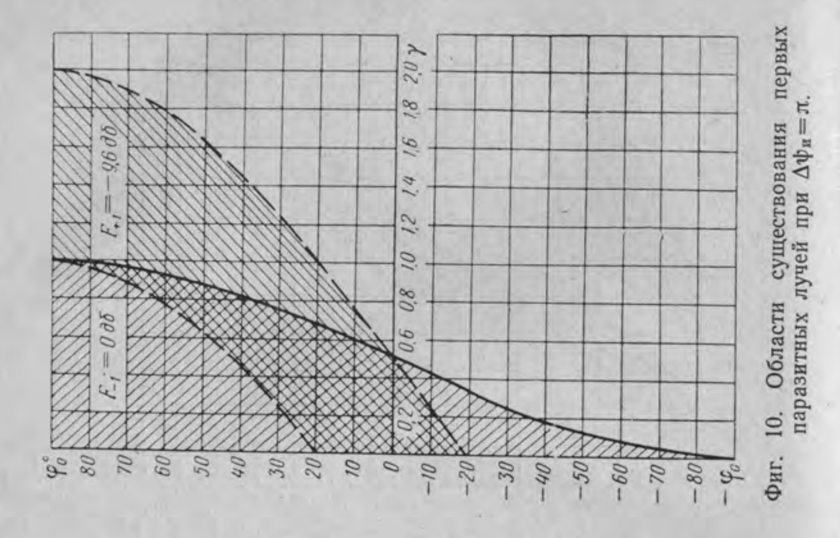
На фиг. 7—10 приведены графики решения неравенства (14), показывающие области существования двух первых паразитных



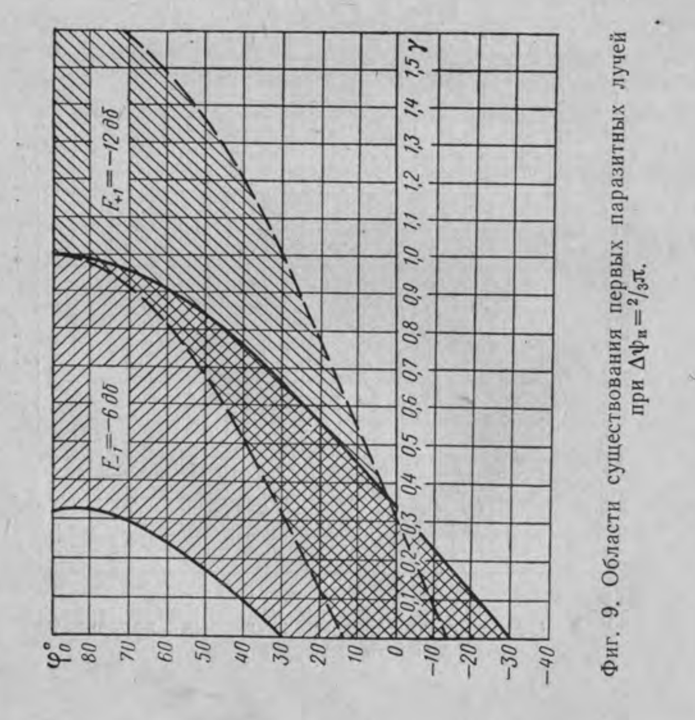
Фиг. 7. Области существования первых паразитных лучей при $\Delta\psi_и=\pi/4$.



Фиг. 8. Области существования первых паразитных лучей при $\Delta\psi_и=\pi/2$.



Фиг. 10. Области существования первых паразитных лучей при $\Delta\psi_и = \pi$.

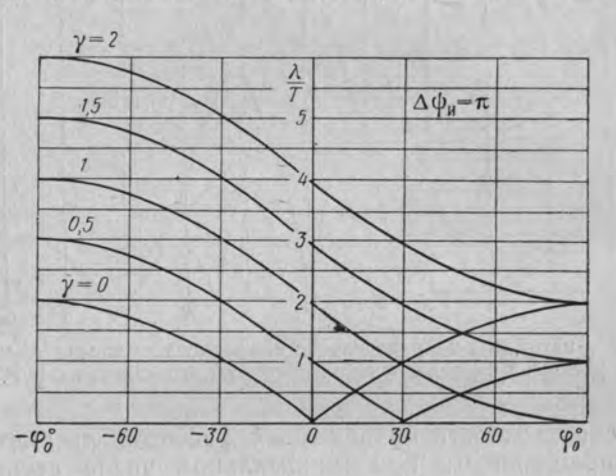


Фиг. 9. Области существования первых паразитных лучей при $\Delta\psi_и = {}^2/_3\pi$.

лучей в секторе обзора при разных значениях $\Delta\psi_и$. По оси абсцисс отложено замедление возбуждающей волны γ, по оси ординат — угол между нормалью к антенне и ее главным лучом. Заштрихован сектор углов качания главного луча, в пределах которого в секторе углов $\pm 90°$ существуют паразитные лучи. При качании в остальном, незаштрихованном секторе паразитные лучи оказываются «за горизонтом». Положение главного луча можно определить при этом из формулы (7):

$$\sin\varphi_0 = \gamma + \frac{\Delta\psi_и}{2\pi}\,\frac{\lambda}{T}\,. \qquad (15)$$

Зависимость угла наклона главного луча от относительной длины ступеньки λ/T для разных замедлений γ и фазового скачка $\Delta\psi_и = \pi$



Фиг. 11. Зависимость угла наклона главного луча от отношения λ/T для $\Delta\psi_и = \pi$.

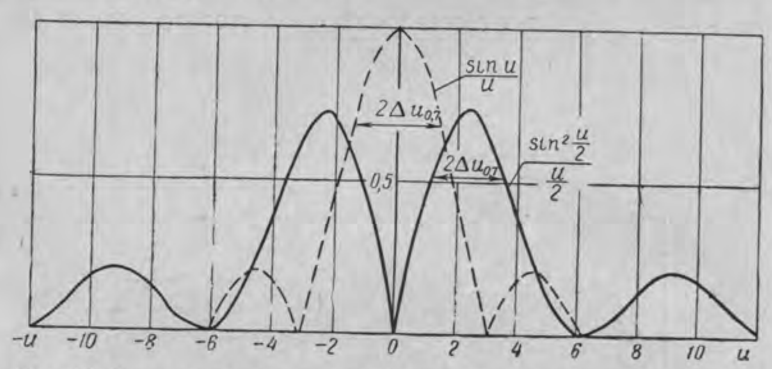
приведена на фиг. 11. (Положительные углы отсчитываются от нормали к антенне в сторону движения волны в возбуждающем волноводе).

Из приведенных графиков следует, что при определенных условиях ступенчатое фазовое распределение позволяет формировать диаграммы, в которых полностью подавлены паразитные боковые лучи, вызванные периодичностью фазового распределения. Путем изменения длины ступеньки фазового распределения можно осуществлять сканирование во всем секторе углов $\pm 90°$ при форме диаграммы, приближенно совпадающей с диаграммой соответствующей идеальной антенны. Для этого, например, при $\Delta\psi_и = \pi$ замедление в возбуждающей системе должно быть равно двум, а минимальный размер ступеньки $T_{\min} = \lambda/6$. При $T_{\min} = \lambda/4$ и $\gamma = 1$ сканирование с подавленными паразитными лучами можно осу-

ществить в секторе от —90 до +15°, а при сканировании в секторе от +15 до +90° при этом будет существовать паразитный луч с уровнем около —9,6 *дб*.

3. ОСОБЕННОСТИ СТУПЕНЧАТОГО ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИ МАЛОМ КОЛИЧЕСТВЕ СТУПЕНЕК

Расчеты снижения уровня основного луча, уровней дополнительных лучей, ширины луча и т. п. проведены в предположении, что направления лучей антенны совпадают с направлениями максимумов решетки фазовых центров. Это верно лишь при большом общем числе участков ($p>5$).



Фиг. 12. Диаграммы направленности синфазного раскрыва (пунктир) и раскрыва с расфазировкой половины его длины на 180°.

Для оценки точности приведенных расчетов рассмотрим диаграмму направленности при минимальном числе ступенек $p=2$ и для наибольшего фазового скачка $\Delta\psi_и=\pi$.

Формулу (5), описывающую диаграмму направленности, пронормированную по максимуму луча соответствующей идеальной антенны, можно привести в этом случае к виду

$$F(u)=\frac{\sin^2\frac{u}{2}}{\frac{u}{2}}. \tag{16}$$

Эта формула описывает двухлепестковую диаграмму, симметричную относительно оси ординат ($u=0$), каждый луч которой не имеет оси симметрии. График функции (16) показан на фиг. 12, на которой также нанесена функция $\sin u/u$, описывающая диаграмму идеальной антенны. Как видно, главный максимум рассматриваемой диаграммы соответствует $u_0=\pm 2{,}44$, а по приближенной формуле (7) $u_0=\pm 3{,}14$. Таким образом, ошибка в определении u_0 по приближенной формуле (7) достигает 22%.

Уровень главного максимума, отнесенный к главному максимуму идеальной антенны, $F_0=0{,}75$, а по приближенной формуле (10) $F_0=0{,}63$; ошибка достигает 19%, причем приближенная формула дает заниженное значение.

Ширина диаграммы по уровню 3 *дб* $2\Delta u_{0,7}$ составляет 2,41 *рад*, в то время как при больших p ширина диаграммы совпадает (см. фиг. 6) с шириной диаграммы идеальной антенны, для которой $2\Delta u_{0,7}$ равна 2,8 *рад*. Следовательно, луч антенны со ступенчатым фазовым распределением оказывается более узким, чем луч такой же антенны с линейным фазовым распределением, и в рассматриваемом крайнем случае это сужение достигает примерно 14%.

Указанные ошибки расчетных формул быстро уменьшаются как при увеличении числа участков p, так и при уменьшении фазового скачка $\Delta\psi_и$.

4. К.Н.Д. РАСКРЫВА СО СТУПЕНЧАТЫМ ФАЗОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Выше было показано, что ступенчатое фазовое распределение позволяет формировать диаграммы, в которых все или некоторые паразитные лучи являются мнимыми, т. е. убраны за «линию горизонта». Мнимые боковые лучи образуют реактивное ближневолновое поле антенны, носящее характер спектра n пространственных гармоник. Если все паразитные лучи мнимые, то диаграмма направленности антенны со ступенчатым фазовым распределением, как показано выше, мало отличается от диаграммы идеальной антенны. Поэтому к. н. д., вычисляемый интегрированием диаграммы, мало отличается от к. н. д. соответствующей идеальной антенны. Коэффициент g, равный отношению этих к. н. д., в рассматриваемом случае максимален и близок к единице, а изменение величины главного луча, описываемое формулой (10), объясняется, следовательно, не изменением к. н. д., а изменением полной излучаемой мощности, т. е. изменением входного сопротивления антенны, вызванным появлением реактивных ближневолновых полей.

В другом крайнем и идеализированном случае при предположении, что мощность излучения антенны со ступенчатым фазовым распределением остается такой же, как и у идеальной антенны, коэффициент g минимален и определяется снижением уровня главного луча:

$$g_{\min}=F_0^2=\frac{\sin^2\frac{\Delta\psi_и}{2}}{\left(\frac{\Delta\psi_и}{2}\right)^2}. \tag{17}$$

Эта формула, определяющая наибольшее снижение к. н. д. антенны со ступенчатым фазовым распределением, совпадает с соответствующей формулой в работе [3], полученной для антенны со случайным, равновероятным распределением фазовой ошибки

в интервале $\pm\Delta\psi_{п}/2$. Такое совпадение можно объяснить тем, что в том и в другом случае снижение к. н. д. определялось только лишь изменением величины главного максимума, который в свою очередь не зависит от распределения фазовых ошибок и определяется лишь средней по раскрыву ошибкой. Следует отметить, что требование постоянства мощности излучения при появлении фазовых ошибок — условие применимости формулы (17) — не может быть строго выполнено для периодической фазовой ошибки, так как это требование эквивалентно условию $|\sin\varphi_n|<1$ для всего бесконечного спектра n боковых лучей.

В общем случае в антеннах со ступенчатым фазовым распределением уменьшается к. н. д. и растет реактивная мощность ближневолновых полей. Коэффициент g остается при этом в пределах

$$1 \geqslant g > g_{\min}. \tag{18}$$

5. ОСОБЕННОСТИ ДИАГРАММЫ СЕКЦИОНИРОВАННОЙ АНТЕННЫ. МИНИМАЛЬНОЕ КОЛИЧЕСТВО УПРАВЛЯЕМЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ В СКАНИРУЮЩЕЙ АНТЕННЕ

Приведенные формулы, определяющие снижение уровня главного максимума, уровни боковых лучей и сектор качания, остаются верными и для секционированных антенн. Однако в связи с тем, что величина фазового скачка $\Delta\psi_{п}$ изменяется в процессе сканирования, удобно вместо нее ввести во все формулы обобщенный параметр u_0/p, где p — число секций, а u_0 определяется формулой (7).

При этом относительный уровень главного максимума

$$F_0^2 = \frac{\sin\frac{u_0}{p}}{\left(\frac{u_0}{p}\right)^2}. \tag{19}$$

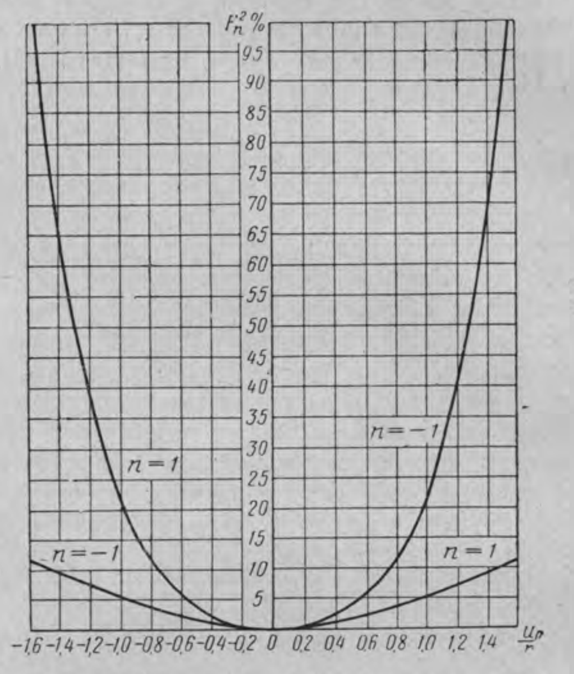
Это выражение по форме аналогично уравнению (10), но в отличие от предыдущего случая показывает, что уровень главного максимума при сканировании изменяется.

Физический смысл (19) понятен из фиг. 3. При сдвиге множителя решетки $F_2^2(u)$ по оси абсцисс (при изменении u_0) максимум результирующей диаграммы, определяемой произведением $F_1^2(u)\cdot F_2^2(u)$ «скользит» по лепестку диаграммы одной секции $F_1^2(u)$. Поэтому закон изменения величины главного максимума описывается тем же выражением, что и диаграмма одной секции.

Уровень паразитных лучей, вызванных нарушением линейности фазового распределения,

$$F_{n0}^2 = \frac{\left(\frac{u_0}{p}\right)^2}{\left(\frac{u_0}{p}+\pi n\right)^2}. \tag{20}$$

Это выражение по форме аналогично уравнению (11), но в отличие от предыдущего случая показывает, что уровень боковых лучей при сканировании изменяется. На фиг. 13 приведены графики зависимости уровней двух первых боковых лучей $n=\pm1$ от переменной u_0/p.



Фиг. 13. Зависимость уровней первых паразитных лучей секционированной антенны с неуправляемыми секциями от переменной u_0/p.

Связь угла наклона n-го луча антенны с углом наклона ее главного максимума можно определить по формуле, полученной простым преобразованием выражения (13):

$$\sin\varphi_n = \sin\varphi_0 + n\,\frac{\lambda}{T}. \tag{21}$$

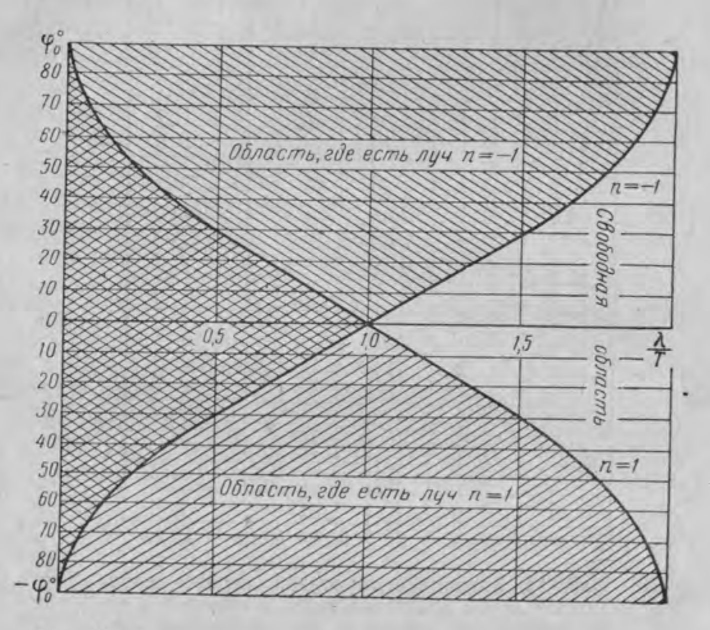
На фиг. 14 приведен график решения неравенства

$$|\sin\varphi_n| > 1 \tag{22}$$

для $n=\pm1$. Заштрихованные области на фиг. 14 показывают те значения углов наклона основного луча φ_0 и отношения λ/T, при которых в секторе $\pm90°$ существует либо минус первый, либо плюс первый паразитный луч. Пограничные линии заштрихованных областей соответствуют скользящим положениям этих лучей, а при

значениях φ_0 и λ/T, соответствующих незаштрихованной области, действительных боковых лучей не существует.

Уровни боковых лучей (если они существуют) ввиду малой крутизны спадов диаграммы отдельной секции оказываются в общем случае весьма большими (см. фиг. 13), и практически необходимо добиваться их подавления при качании основного луча во всем заданном секторе сканирования $\pm\Delta\varphi$. При этом расстояние между фазовращателями может лишь незначительно превышать $\lambda/2$ (см. фиг. 14).



Фиг. 14. Зависимость областей существования паразитных лучей секционированной антенны с неуправляемыми секциями от отношения λ/T.

Из неравенства (22) легко получить связь между общим числом фазовращателей N и сектором сканирования $\pm\Delta\varphi$ при условии отсутствия боковых паразитных лучей во всем секторе $\pm 90°$:

$$N=1+\frac{1}{\beta}+\frac{\sin\Delta\varphi}{\beta}, \quad (23)$$

где $\beta=\frac{\lambda}{L}$ — ширина диаграммы направленности;

$$L=(N+1)T.$$

Теоретически можно резко уменьшить количество управляемых фазовращателей, если придать диаграмме отдельной секции П-образную форму с достаточно крутыми скатами и шириной, равной сектору сканирования $2\Delta\varphi$. При этом достаточно, чтобы боковые лучи отсутствовали лишь в секторе сканирования.

Согласно формуле (21) запишем условия возникновения луча $n=-1$ на границе сектора сканирования $(-\Delta\varphi)$, когда основной луч отклонится на максимальный угол $+\Delta\varphi$:

$$-\sin\Delta\varphi=\sin\Delta\varphi-\frac{\lambda}{T}. \quad (24)$$

Производя, как и выше, замену $T=\frac{L}{N+1}$ и $\lambda/L=\beta$ и разрешая уравнение относительно N, найдем:

$$N=\frac{2\sin\Delta\varphi}{\beta}+1. \quad (25)$$

Если величина $\Delta\varphi$ мала и $\sin\Delta\varphi\approx\Delta\varphi$, то

$$N=\frac{2\Delta\varphi}{\beta}+1. \quad (26)$$

Эта формула, определяющая минимальное теоретическое количество управляемых фазовращателей, получена из более общих соображений в [4] и показывает, что в принципе фазовращатели могут стоять на значительно большем расстоянии друг от друга, чем $\lambda/2$. Однако практически реализовать минимальное число фазовращателей в сканирующих секционированных антеннах с неуправляемыми секциями трудно, так как более или менее точная реализация диаграммы заданной (в данном случае П-образной) формы с крутыми скатами основного луча требует размещения на каждой секции большого числа отдельных излучателей и точной регулировки их амплитуд и фаз.

ВЫВОДЫ

Наличие ступенчатой неравномерности фазового распределения вызывает в общем случае снижение к. н. д. антенны, рост реактивной мощности ближневолновых полей и появление спектра паразитных боковых лучей.

При определенных условиях ступенчатое фазовое распределение позволяет сформировать диаграмму с подавленными паразитными лучами, в первом приближении совпадающую с диаграммой идеальной антенны. В этом случае к. н. д. антенны не снижается, и наличие ступенчатой неравномерности фазового распределения вызывает лишь увеличение реактивной мощности ближневолновых полей. Указанные свойства антенны сохраняются также при изменении в широких пределах периода ступенчатого фазового распределения при неизменном фазовом скачке, т. е. при качании диаграммы коммутационным способом.

Качание диаграммы в широких пределах путем изменения величины фазового скачка при неизменном периоде фазового

распределения требует расстановки управляемых фазовращателей на расстоянии около λ/2 друг от друга. Шаг фазовращателей можно существенно увеличить, если придать диаграмме направленности каждой секции П-образную форму с шириной, равной сектору сканирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерюгин Л. Н., Способ электрического управления лучом остронаправленных линейных и поверхностных антенных решеток, Авторское свидетельство № 662481 от 11 апреля 1960 г.
2. Дерюгин Л. Н., Зимин Д. Б., Коммутационные сканирующие антенны, Настоящий сборник.
3. Зимин Д. Б., Влияние флюктуаций фаз излучателей на характеристики антенн, Настоящий сборник.
4. Вендик О. Г., Синтез линейки излучателей с немеханическим качанием луча, Известия ВУЗов, «Радиотехника», 1960, № 1.

УДК 621.396.679.6.001.5 : 621.396.965

Инж. *Д. Б. ЗИМИН*

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ОШИБОК ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СКАНИРУЮЩИХ АНТЕНН

Исследование влияния флюктуаций фаз токов излучателей антенной решетки на ее направленные свойства представляет интерес как для выяснения требуемых допусков на изготовление антенны, так и для выяснения необходимой точности выдерживания закона изменения управляющего фазовращателями параметра при сканировании.

Ошибки изготовления антенны или ошибки управления фазовращателями приводят к искажению амплитудно-фазового распределения поля в излучающем раскрыве антенны относительно расчетного, что в свою очередь ведет к искажению диаграммы направленности. Влияние ошибок в амплитудном распределении достаточно полно исследовано в литературе и в большинстве случаев оно меньше, чем влияние ошибок в фазовом распределении.

В настоящей работе рассматриваются лишь фазовые ошибки, среднее значение которых по длине антенны равно нулю. Такие ошибки не изменяют направления максимума диаграммы, но могут исказить ее форму, и их исследование представляет наибольший интерес.

Оценку влияния подобных ошибок на диаграмму направленности можно произвести по усредненной диаграмме, полученной усреднением реальных диаграмм по ансамблю антенн. Реальная диаграмма каждой конкретной антенны, очевидно, не совпадает с усредненной, но для каждой ее точки можно вычислить вероятность отклонения напряженности поля на определенную величину от значения, определяемого усредненной диаграммой. При фиксированной величине отклонения эта вероятность будет разной для различных точек диаграммы: она растет при удалении в область боковых лепестков и стремится к нулю при приближении к главному максимуму диаграммы [1]÷[4].

Для достаточно длинных антенн можно считать, что реальные диаграммы совпадают с усредненной в точке главного максимума. Последнее объясняется тем, что в точке главного максимума поля всех излучателей складываются одинаковым образом, независимо от координат излучателей. По этой же причине и другие интеграль-

ные характеристики длинной одиночной антенны, описывающие суммарный эффект от всего ансамбля излучателей, в котором вклад каждого излучателя не зависит от его координаты (сопротивление излучения, к. н. д. и мощность, уносимая дополнительными лепестками, вызванными фазовыми ошибками), совпадают с соответствующими характеристиками любой другой антенны из того же ансамбля и, следовательно, совпадают с соответствующими характеристиками усредненной диаграммы.

Следует отметить, что усредненная диаграмма, полученная усреднением реальных диаграмм по ансамблю антенн, совпадает с усредненной диаграммой, полученной усреднением ансамбля реальных диаграмм во всем диапазоне качания луча одной антенны, без учета множителя, характеризующего изменение эквивалентной апертуры антенны. (При этом предполагается, что среднеквадратичные значения фазовых ошибок, вызванных ошибками изготовления или ошибками управления фазовращателями, одинаковы).

Таким образом, получив усредненную диаграмму путем усреднения реальных диаграмм по ансамблю антенн при заданном законе распределения вероятностей ошибок, можно применить найденное выражение как для анализа влияния точности изготовления на интегральные характеристики одиночной антенны с неподвижной диаграммой, так и для анализа влияния точности управления фазовращателями на те же характеристики одиночной антенны с управляемой диаграммой.

1. ОБЩИЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ УСРЕДНЕННОЙ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ

Рассмотрим равномерную линейную решетку N излучателей с равномерным амплитудным распределением. Предположим, что фаза каждого n-го излучателя имеет случайное отклонение ψ_n от расчетного. Расчетное распределение предполагаем синфазным.

Запишем выражение для диаграммы направленности решетки по мощности:

$$F^2(\varphi)=a^2(\varphi)\left|\sum_{n=0}^{N-1} e^{jbn} e^{j\psi_n}\right|^2, \qquad (1)$$

где $a^2(\varphi)$ — диаграмма отдельного излучателя;
$b=kT\sin\varphi$;
$k=\frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число;
λ — длина волны в свободном пространстве;
T — шаг излучателей;
φ — угол, отсчитываемый от нормали к антенне.

Для проведения операции усреднения диаграммы направленности предварительно преобразуем выражение (1), положив для простоты $a^2(\varphi)=1$:

$$F^2(\varphi)=\left[\sum_{n=0}^{N-1}\cos(bn+\psi_n)\right]^2+\left[\sum_{n=0}^{N-1}\sin(bn+\psi_n)\right]^2. \qquad (2)$$

Отсюда после преобразования легко получить

$$F^2(\varphi)=\sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1}\cos b(n-n')\cos\psi_n\cos\psi_{n'}+$$
$$+\sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1}\cos b(n-n')\cdot\sin\psi_n\sin\psi_{n'}. \qquad (3)$$

Найдем среднее значение фазового множителя, используя правило усреднения суммы случайных величин:

$$\overline{e^{j\psi_n}}=\overline{\cos\psi_n}+j\,\overline{\sin\psi_n}. \qquad (4)$$

Согласно правилу нахождения среднего значения функции u от случайной величины ψ_n запишем

$$\overline{u}=\int uW(u)\,du, \qquad (5)$$

где $W(u)$ — плотность вероятностей случайной величины u.

Интегрирование в выражении (5) ведется по всей области возможных значений u.

В дальнейшем придется применять два закона распределения плотностей вероятностей — нормальный и равномерный. В обоих случаях плотность вероятностей является функцией симметричной относительно нуля. Тогда согласно (5) и с учетом нечетности функции $\sin\psi_n$ имеем

$$\overline{\sin\psi_n}=0. \qquad (6)$$

Найдем среднее значение функции $\cos\psi_n$, $\sin^2\psi_n$ и $\cos^2\psi_n$. Предположим, что фазовая ошибка ψ_n является случайной величиной, подчиняющейся закону равномерного распределения в интервале $\pm\Delta\psi$. Тогда для плотности вероятностей $W(\psi_n)$ случайной величины ψ_n имеем

$$W(\psi_n)=\frac{1}{2\Delta\psi}. \qquad (7)$$

Плотность вероятностей случайной величины $\cos\psi_n$ определяется следующим выражением [5]:

$$W(\cos\psi_n)=\frac{1}{\Delta\psi\sin\psi_n}. \qquad (8)$$

Если ψ_n может иметь любое значение в интервале $\pm\Delta\psi$, то случайная величина $\cos\psi_n$ лежит в интервале $\cos\Delta\psi \div 1$. Тогда согласно формуле (5)

$$\overline{\cos\psi_n}=\frac{1}{\Delta\psi}\int\limits_{\cos\Delta\psi}^{1}\frac{\cos\psi_n}{\sqrt{1-(\cos\psi_n)^2}}\,d(\cos\psi_n).$$

В результате интегрирования получим

$$\overline{\cos\psi_n}=\frac{\sin\Delta\psi}{\Delta\psi} \tag{9}$$

и

$$\overline{\cos^2\psi_n}=\frac{\sin^2\Delta\psi}{(\Delta\psi)^2}, \tag{10}$$

$$\overline{\sin^2\psi_n}=1-\frac{\sin^2\Delta\psi}{(\Delta\psi)^2}. \tag{11}$$

В том случае, если ψ_n является случайной величиной, имеющей нормальный закон распределения вероятностей, т. е.

$$W(\psi_n)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n}e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\psi_n}{\sigma_n}\right)^2},$$

где σ_n^2 — дисперсия случайной величины ψ_n, то аналогичным способом можно получить

$$\overline{\cos\psi_n}=e^{-\frac{\sigma_n^2}{2}}, \tag{12}$$

$$\overline{\cos^2\psi_n}=e^{-\sigma_n^2}, \tag{13}$$

$$\overline{\sin^2\psi_n}=1-e^{-\sigma_n^2}. \tag{14}$$

При исследовании влияния точности изготовления или управления на характеристики антенны закон распределения вероятностей фазовых ошибок предполагаем нормальным. Это предположение верно в том практически важном случае, если фазовые ошибки возникают в результате действия очень большого числа различных факторов и нельзя выделить один фактор или группу факторов, играющих основную роль в появлении ошибок.

Равномерный закон распределения вероятностей фазовых ошибок встречается при рассмотрении коммутационных антенн.

В зависимости от схемы включения излучателей и фазовращателей в канализирующую систему фазовые ошибки излучателей могут быть не связаны друг с другом или связаны различным образом. Поэтому усреднение необходимо производить для каждого

случая отдельно. Рассмотрим вначале простейший случай, когда фазовые ошибки независимы друг от друга, что в частности, может соответствовать антенне с параллельно включенными фазовращателями.

2. АНТЕННА С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ

Дисперсии фазовых ошибок отдельных фазовращателей, вызванные неточностью изготовления, равны друг другу при идентичных условиях изготовления. Сложнее обстоит дело с дисперсиями фазовых ошибок фазовращателей, вызванных неточностью управления, которые в зависимости от схемы управляющего устройства могут быть равны друг другу или возрастать с увеличением номера излучателя и фазовращателя, отсчитываемого от излучателя, фаза которого в процессе качания остается неизменной. Это возрастание вызвано тем, что величина и скорость изменения фазового сдвига излучателя, соответствующие определенному углу наклона луча и определенной скорости сканирования, оказываются тем больше, чем больше номер излучателя.

Для оценки ошибки такого рода в дальнейшем рассматривается случай линейно нарастающих по длине антенны дисперсий фазовых ошибок.

Случай постоянных по длине антенны дисперсий фазовых ошибок

Усредненная диаграмма направленности для этого простейшего типа фазовых ошибок найдена в ряде работ, например [1]; здесь ее вывод приводится как иллюстрация метода усреднения, используемого при анализе других типов ошибок.

Рассмотрим произведения сумм в формуле (3). Каждое из них состоит из членов, имеющих сомножителями произведения вида

$$\sin\psi_n\sin\psi_{n'}\quad\text{или}\quad\cos\psi_n\cos\psi_{n'}.$$

В силу независимости ψ_n и ψ_n'

$$\overline{\cos\psi_n\cos\psi_{n'}}=\overline{\cos^2\psi_n}=e^{-\sigma^2}, \tag{15}$$

$$\overline{\sin\psi_n\sin\psi_{n'}}=\begin{cases}0 & \text{при}\quad n'\neq n\\ \overline{\sin^2\psi_n}=1-e^{-\sigma^2} & \text{при}\quad n'=n.\end{cases} \tag{16}$$

Подставляя равенства (15) и (16) в формулу (3) и произведя суммирование, получим следующее выражение для усредненной диаграммы направленности:

$$\overline{F^2(\varphi)}=e^{-\sigma^2}\frac{\sin^2\frac{bN}{2}}{\sin^2\frac{b}{2}}+(1-e^{-\sigma^2})N. \tag{17}$$

В полученном выражении первый член описывает диаграмму одиночной антенны с линейным фазовым и равномерным амплитудным распределением (такую антенну будем в дальнейшем называть идеальной), уменьшенную в $e^{-\sigma^2}$ раз. Второй член не содержит сомножителей, зависящих от угла, и описывает некоторый «фон», равномерно распределенный в пространстве при равномерной (круговой) диаграмме каждого излучателя. Фон характеризует мощность, уносимую дополнительными боковыми лепестками одиночной антенны, вызванными искажениями ее фазового распределения.

Нормируя (17) к максимуму диаграммы идеальной решетки ($F^2(0)=N^2$), получим

$$\overline{F_0^2(\varphi)}=e^{-\sigma^2}\frac{\sin^2\frac{bN}{2}}{N^2\sin^2\frac{b}{2}}+\frac{1}{N}(1-e^{-\sigma^2}). \qquad (18)$$

Аналогично можно показать, что при равновероятном законе распределения фазовых ошибок отдельных излучателей в интервале $\pm\Delta\psi$ нормированная диаграмма направленности имеет вид

$$\overline{F_0^2(\varphi)}=\left(\frac{\sin\Delta\psi}{\Delta\psi}\right)^2\frac{\sin^2\frac{bN}{2}}{N^2\cdot\sin^2\frac{b}{2}}+\frac{1}{N}\left[1-\left(\frac{\sin\Delta\psi}{\Delta\psi}\right)^2\right]. \qquad (19)$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением лишь нормального закона распределения ошибок.

Как видно из формулы (18), уровень фона, отнесенный к главному максимуму диаграммы

$$F_{\Phi}^2=\frac{1}{N}(e^{\sigma^2}-1), \qquad (20)$$

падает с увеличением числа излучателей. Это объясняется тем, что интегральная мощность фона образуется в результате взаимодействия полей со случайными фазами, которые, как известно, складываются по мощности, в то время как в максимуме диаграммы направленности происходит сложение полей. Приближенно, при $N\gg 1$, в области главного и первых боковых лепестков влиянием фона на диаграмму можно пренебречь и выражение (18) упростить:

$$\overline{F_0^2(\varphi)}=e^{-\sigma^2}\frac{\sin^2\frac{bN}{2}}{N^2\sin^2\frac{b}{2}}. \qquad (21)$$

Из проведенного рассмотрения следует, что влияние флюктуаций фазового распределения на средний уровень дополнительных лепестков антенны с параллельно включенными фазовращателями уменьшается при увеличении длины антенны (если с увеличением длины антенны абсолютная величина ошибки изготовления фазовращателей и канализирующей системы и абсолютная величина ошибки управления фазовращателями остаются постоянными).

Количественную оценку снижения направленности антенны за счет ошибок фазового распределения удобно произвести по к. н. д., так как к. н. д. усредненной диаграммы направленности ансамбля антенны приближенно совпадает с к. н. д. реальной антенны.

Согласно определению

$$\text{к. н. д.}=\frac{4\pi F^2(0)}{\overline{p}}, \qquad (22)$$

где $\overline{p}$ — величина, характеризующая мощность излучения, усредненную по ансамблю антенн:

$$\overline{p}=\int_0^{2\pi}d\theta\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}}\overline{F^2(\varphi)}\cos\varphi d\varphi. \qquad (23)$$

Подставляя в эту формулу выражение (18) и интегрируя, получим

$$\overline{p}=\frac{4\pi}{N}\left[1+2e^{-\sigma^2}\sum_{n=1}^{N-1}\left(1-\frac{n}{N}\right)\frac{\sin nkT}{nkT}\right]. \qquad (24)$$

Заметим, что соответствующий интеграл для идеальной антенны, как известно, равен

$$p=\frac{4\pi}{N}\left[1+2\sum_{n=1}^{N-1}\left(1-\frac{n}{N}\right)\frac{\sin nkT}{nkT}\right]. \qquad (25)$$

Вторые слагаемые в уравнениях (24) и (25) имеют осциллирующий знакопеременный характер и стремятся к нулю с ростом длины антенны NT. Следовательно, в общем случае фазовые ошибки могут вызвать как увеличение, так и уменьшение излучаемой мощности, однако с ростом длины антенны влияние фазовых ошибок на излучаемую мощность падает. Из выражений (24) и (25) следует также, что при T, кратном $\lambda/2$, имеет место точное равенство

$$\overline{p}=p=\frac{4\pi}{N}, \qquad (26)$$

которое показывает, что наличие случайных флюктуаций не изменяет полной мощности, излучаемой решеткой при шаге, кратном $\lambda/2$.

В этом случае фактор снижения к. н. д. антенны g, равный отношению к. н. д. антенны с фазовыми ошибками к к. н. д. идеальной антенны, определяется только лишь изменением мощности, излучаемой в направлении главного максимума диаграммы. Из уравнения (18) имеем

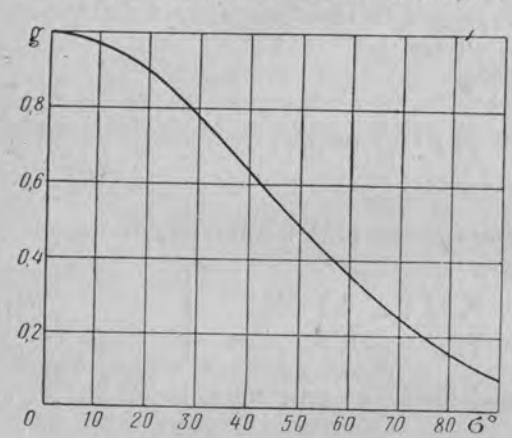
$$g = e^{-\sigma^2} + \frac{1}{N}\left(1 - e^{-\sigma^2}\right). \qquad (27)$$

Для длинной антенны выражение (27) принимает вид

$$g = e^{-\sigma^2}. \qquad (28)$$

График зависимости (28) приведен на фиг. 1.

Рассмотрим зависимость к. н. д. решетки от шага излучателей при $T \leqslant \lambda/2$. При уменьшении шага, но неизменной общей длине антенны NT уровень и полная мощность фона, как видно из уравнения (18), с ростом числа излучателей уменьшается. В пределе, при $N \to \infty$, мощность фона стремится к нулю, а форма диаграммы направленности стремится к диаграмме сплошного синфазного раскрыва. Очевидно, что при этом к. н. д. антенны с флюктуирующим фазовым распределением стремится к к. н. д. соответствующего синфазного раскрыва, а уменьшение мощности, излучаемой в направлении главного максимума, на величину g объясняется не изменением к. н. д., а изменением полной излучаемой мощности и появлением около антенны реактивного поля, вызванного фазовыми ошибками.



Фиг. 1. Зависимость фактора снижения к. н. д. антенны от среднеквадратичной фазовой ошибки фазовращателя в параллельной схеме для случая постоянных по длине антенны дисперсий фазовых ошибок.

Таким образом, при увеличении числа излучателей и неизменной общей длине антенны происходит трансформация активной мощности фона в реактивную мощность ближневолнового поля и рост к. н. д. антенны с флюктуирующим фазовым распределением до величины, определяемой к. н. д. соответствующего раскрыва с идеальным фазовым распределением. Отсюда следует, что теоретически можно снизить влияние сколь угодно больших фазовых ошибок на диаграмму до нуля путем увеличения общего числа излучателей на антенне конечных размеров. Однако следует иметь в виду, что трансформация мощности фона в реактивную мощность ближневолновых полей приводит к росту омических потерь в антенне.

Случай линейно-возрастающих по длине антенны дисперсий фазовых ошибок

Как отмечалось, такие фазовые ошибки могут возникнуть в антенне с управляемой диаграммой в том случае, если фазовые ошибки фазовращателей или схемы управления зависят от абсолютной величины фазового сдвига. Сами фазовые ошибки фазовращателей при этом продолжают оставаться независимыми друг от друга. Закон изменения дисперсий фазовых ошибок запишем в следующем виде:

$$\sigma_n^2 = n\sigma_1^2, \qquad (29)$$

где σ_1^2 — дисперсия фазовых ошибок первого управляемого фазовращателя, управляемый фазовый сдвиг которого является минимальным.

Учитывая равенство (29), получаем следующие выражения для средних значений входящих в формулу (3) сомножителей:

$$\overline{\cos\psi_n \cos\psi_{n'}} = \overline{\cos\psi_n} \cdot \overline{\cos\psi_{n'}} = e^{-\frac{\sigma_1^2}{2}(n+n')}; \qquad (30)$$

$$\overline{\sin\psi_n \cdot \sin\psi_{n'}} = \overline{\sin\psi_n} \cdot \overline{\sin\psi_{n'}} = \begin{cases} 0 & \text{при} \quad n \neq n' \\ 1 - e^{-\sigma_1^2 n} & \text{при} \quad n = n'. \end{cases} \qquad (31)$$

Тогда выражение усредненной диаграммы направленности примет вид

$$\overline{F^2(\varphi)} = \sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1} \cos b(n-n')\, e^{-\frac{\sigma_1^2}{2}(n+n')} + \sum_{n=0}^{N-1}\left(1 - e^{-\sigma_1^2 n}\right). \qquad (32)$$

Из формулы (32) видно, что влияние рассматриваемого типа фазовых ошибок сводится к замене расчетной диаграммы направленности идеальной антенны диаграммой антенны с экспоненциальным распределением и появлению фона [второй член в (32)], уровень которого зависит от дисперсии фазовых ошибок и числа излучателей. Произведя в формуле (32) суммирование, получаем

следующее выражение для усредненной диаграммы направленности:

$$\overline{F^2(u)}=e^{-\frac{\sigma_1^2}{2}(N-1)}\;\frac{\sin^2 u+\operatorname{sh}^2\dfrac{d}{2}}{\sin^2\dfrac{u}{N}+\operatorname{sh}^2\dfrac{d}{2N}}+$$

$$+N\left(1-\frac{\operatorname{sh} d}{N\operatorname{sh}\dfrac{d}{N}}\;e^{-d}e^{\frac{d}{N}}\right), \tag{33}$$

где

$$u=\frac{1}{2}\,kNT\sin\varphi, \tag{34}$$

$$d=\frac{\sigma_1^2 N}{2}. \tag{35}$$

Если решетка состоит из большого числа близко расположенных излучателей ($N>10$; $T\leqslant\lambda/2$) и фазовые ошибки малы ($d\ll N$), то формулу (33) можно упростить:

$$\overline{F^2(u)}=e^{-d}\;\frac{\sin^2 n+\operatorname{sh}^2\dfrac{d}{2}}{u^2+\left(\dfrac{d}{2}\right)^2}\,N^2+N\left(1-\frac{\operatorname{sh} d}{d}\;e^{-d}\right). \tag{36}$$

Пронормировав (36) по максимуму диаграммы идеальной решетки излучателей, получим

$$\overline{F^2(u)}=e^{-d}\;\frac{\sin^2 u+\operatorname{sh}^2\dfrac{d}{2}}{u^2+\left(\dfrac{d}{2}\right)^2}+\frac{1}{N}\left(1-\frac{\operatorname{sh} d}{d}\;e^{-d}\right). \tag{37}$$

В области главного максимума диаграммы и первых боковых лепестков при $N\gg 1$ можно пренебречь фоном [вторым слагаемым в (37)]. Оставшееся первое слагаемое описывает диаграмму синфазной антенны с экспоненциальным амплитудным распределением.

На фиг. 2 приведены графики, показывающие расширение диаграммы направленности по половинной мощности $\Delta u_{0,5}/u_{0,5}$ и уровень первого бокового лепестка P_1 в зависимости от параметра d, который является функцией числа излучателей (длины антенны) и дисперсии фазовых ошибок [см. формулу (35)].

На фиг. 3 приведены графики зависимости параметра d от ширины диаграммы направленности β° при двух значениях среднеквадратичной фазовой ошибки $\sigma_1=5$ и 10°. Графики построены для решетки излучателей с шагом $T=\lambda/2$. При расчете предполагалось, что ширина диаграммы направленности β° связана с числом излучателей приближенной зависимостью

$$\beta^\circ=51\,\frac{\lambda}{NT}=\frac{102}{N}. \tag{38}$$

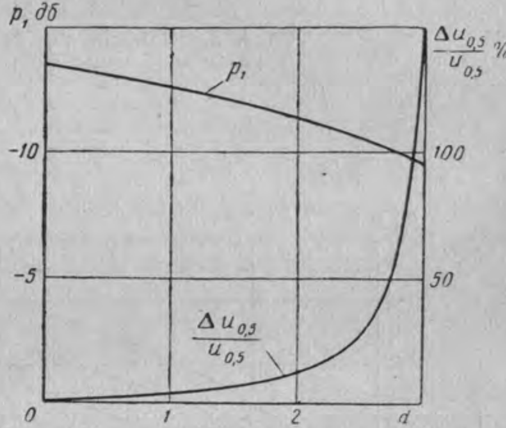
Уровень фона, отнесенный к главному максимуму диаграммы,

$$P_\Phi=\frac{e^d}{N}\left(\frac{0{,}5d}{\operatorname{sh}\dfrac{d}{2}}\right)^2\left(1-\frac{\operatorname{sh} d}{d}\,e^{-d}\right). \tag{39}$$

На фиг. 4 приведены графики зависимости уровня фона P_Φ в *дб* от параметра d при различных длинах антенны $L=NT$. Расчет проводился для решетки излучателей с шагом $T=\lambda/2$ и $\lambda=3$ *см*. При малых ошибках, когда $d<1$, выражение (39) можно привести к следующему виду:

$$P_\Phi=\frac{d}{N}=\frac{\sigma_1^2}{2}. \tag{40}$$

Из (40) следует, что уровень фона в отличие от предыдущего случая не зависит в первом приближении от числа излучателей и численно равен половине дисперсии фазовых ошибок первого управляемого фазовращателя.



Фиг. 2. Зависимость ширины диаграммы направленности и уровня первого бокового лепестка от параметра d для параллельной схемы с линейно возрастающими вдоль антенны дисперсиями фазовых ошибок.

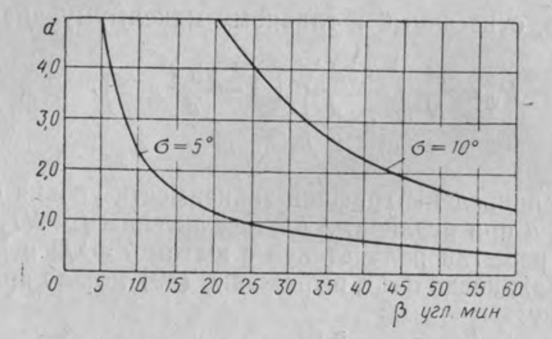
Для оценки снижения к. н. д. антенны примем, как и в предыдущем случае, что полная мощность, излучаемая антенной, от наличия ошибок не изменится.

Тогда

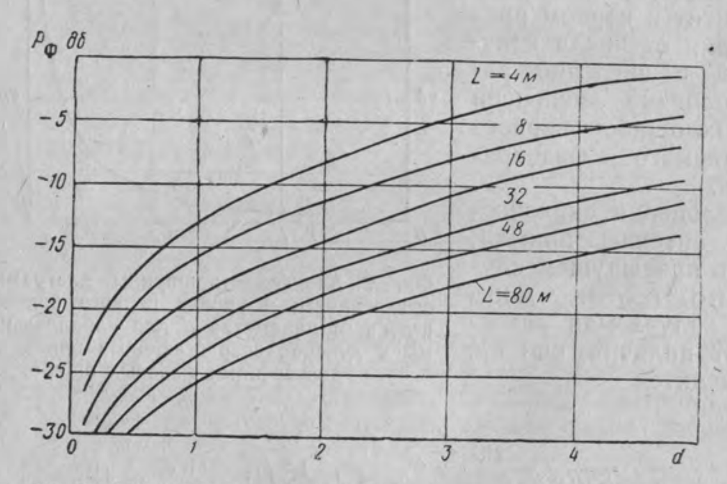
$$g=\overline{F_0^2(0)}=\frac{\operatorname{sh}^2\dfrac{d}{2}}{(0{,}5d)^2}\;e^{-d}+\frac{1}{N}\left(1-\frac{\operatorname{sh} d}{d}\;e^{-d}\right). \tag{41}$$

Если число излучателей велико, то вторым слагаемым в (41) можно пренебречь и эту формулу упростить:

$$g=\frac{\operatorname{sh}^2\dfrac{d}{2}}{(0{,}5d)^2}\;e^{-d}. \tag{42}$$

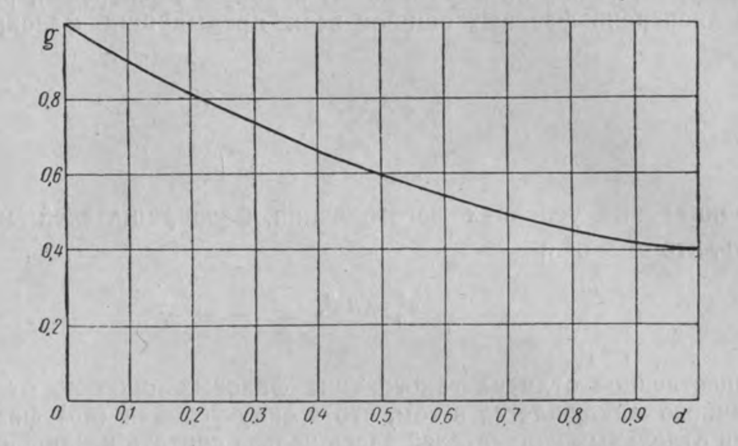


Фиг. 3. Зависимость параметра d от ширины диаграммы направленности.



Фиг. 4. Зависимость уровня фона от параметра d при различных длинах антенны для параллельной схемы при линейном возрастании дисперсий фазовых ошибок вдоль антенны.

График зависимости (42) приведен на фиг. 5. Как видно, при $d=0{,}22$ к. н. д. антенны падает примерно до уровня 0,8 по сравнению с к. н. д. идеальной антенны.



Фиг. 5. Зависимость фактора снижения к. н. д. антенны от параметра d для параллельной схемы при линейном вдоль антенны возрастании дисперсий фазовых ошибок излучателей.

Приняв значение $g=0{,}8$ за минимально допустимое, из формул (42) и (35) найдем связь между величиной среднеквадратичной фазовой ошибки и предельным количеством излучателей:

$$N_{max} \approx \frac{1}{2\sigma_1^2}. \quad (43)$$

Считая, что шаг решетки $T=\lambda/2$, и используя зависимость (38), можно получить простую формулу, связывающую предельно узкую ширину диаграммы с величиной среднеквадратичной фазовой ошибки:

$$\beta^{\circ}_{max} = 204\sigma_1^2. \quad (44)$$

3. АНТЕННА С ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫМ ВКЛЮЧЕНИЕМ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ

В антенне с последовательным включением фазовращателей фаза каждого n-го излучателя определяется суммой фазовых набегов на всех предыдущих i-х фазовращателях антенны. При этом фазовые ошибки каждого излучателя также определяются суммой фазовых ошибок всех предыдущих фазовращателей антенны:

$$\psi_n = \sum_{i=0}^{n} \psi_i. \quad (45)$$

Как и выше, примем, что фазовые ошибки каждого фазовращателя имеют нормальный закон распределения вероятностей с дисперсией σ_i^2. При этом фазовые ошибки каждого n-го излучателя будут распределены также по нормальному закону с дисперсией, равной сумме дисперсий фазовых ошибок всех предыдущих фазовращателей:

$$\sigma_n^2 = \sum_{i=0}^{n} \sigma_i^2. \tag{46}$$

При одинаковых условиях изготовления фазовращателей можно считать, что $\sigma_i^2 = \sigma^2$ и

$$\sigma_n^2 = n\sigma^2. \tag{47}$$

Существенное отличие такого типа фазовых ошибок от рассмотренного заключается в том, что в силу условия (45) фазовые ошибки отдельных излучателей здесь нельзя считать независимыми друг от друга, хотя фазовые ошибки отдельных фазовращателей независимы друг от друга.

Произведем усреднение выражения (3) для этого случая:

$$\overline{F^2(\varphi)} = \overline{\sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1} \cos b(n-n') \cdot \cos\left(\sum_{i=0}^{n}\psi_i\right)\cos\left(\sum_{i=0}^{n'}\psi_i\right)} +$$

$$+ \overline{\sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1} \cos b(n-n') \cdot \sin\left(\sum_{i=0}^{n}\psi_i\right)\sin\left(\sum_{i=0}^{n'}\psi_i\right)} =$$

$$= \overline{\sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1} \cos b\,(n-n')\cos\left(\sum_{i=n'}^{n}\psi_i\right)}, \tag{48}$$

откуда с учетом формул (12) и (47) получим

$$\overline{F^2(\varphi)} = \sum_{n=0}^{N-1}\sum_{n'=0}^{N-1} \cos b\,(n-n')\, e^{-\frac{\sigma^2}{2}|n'-n|}. \tag{49}$$

Наличие модуля разности номеров излучателей в формуле (49) связано с четностью функции $\cos\sum_{i=n'}^{n}\psi_i$ и объясняется тем, что дисперсия фазы одного излучателя относительно другого зависит лишь от абсолютной величины расстояния между излучателями.

Просуммировав (49) и произведя нормировку по максимуму диаграммы идеальной решетки, получим формулу для усредненной диаграммы направленности:

$$\overline{F_0^2(\varphi)} = \frac{1 - \cos b\,\mathrm{ch}\frac{\sigma}{2} - e^{-\frac{\sigma^2 N}{2}}\cos bN}{N^2\left(\cos b - \mathrm{ch}\frac{\sigma}{2}\right)^2} +$$

$$+ \frac{0{,}5e^{-\frac{\sigma^2 N}{2}}\left[e^{\frac{\sigma}{2}}\cos b(N+1) + e^{-\frac{\sigma}{2}}\cos b(N-1) + N\,\mathrm{sh}\frac{\sigma}{2}\left(\mathrm{ch}\frac{\sigma}{2} - \cos b\right)\right]}{N^2\left(\cos b - \mathrm{ch}\frac{\sigma}{2}\right)^2}. \tag{50}$$

Если шаг излучателей мал $\left(\cos b = 1 - \frac{b^2}{2}\right)$ и фазовые ошибки также малы $\left(\mathrm{ch}\,\sigma = 1 + \frac{\sigma^2}{2}\right)$, то (50) можно привести к следующему виду:

$$F^2(u) = \frac{2}{u^2 + d^2}\left[d + \frac{u^2 - d^2}{u^2 + d^2} - \frac{2due^{-d}\sin u + (u^2 - d^2)e^{-d}\cos u}{u^2 + d^2}\right], \tag{51}$$

где

$$u = bN\sin\varphi,$$

$$d = \frac{\sigma^2 N}{2}.$$

Отметим, что при $d=0$ выражение (51) приводится к виду

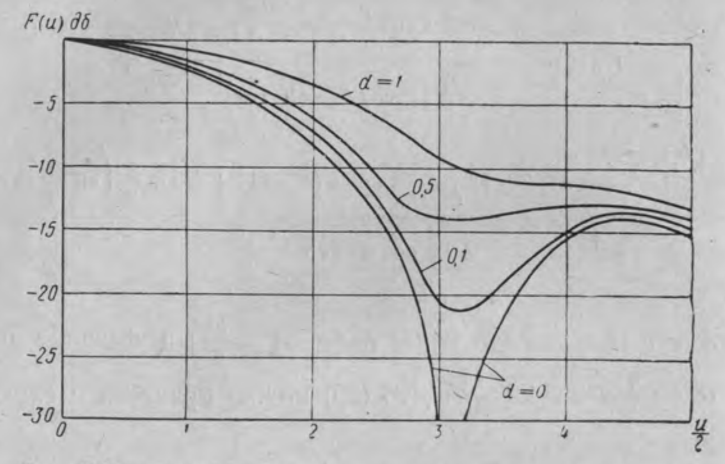
$$E^2(u) = \frac{\sin^2\frac{u}{2}}{\left(\frac{u}{2}\right)^2},$$

которое описывает диаграмму идеальной антенны.

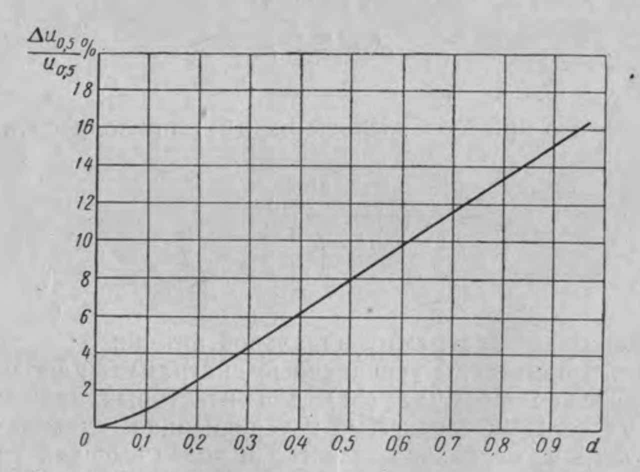
На фиг. 6 приведены усредненные диаграммы направленности, рассчитанные по формуле (51) для некоторых значений параметра d, из которых следует, что усредненная диаграмма имеет большую ширину основного лепестка и более высокий уровень боковых лепестков, чем диаграмма идеальной антенны ($d=0$). Кроме того, усредненная диаграмма не имеет нулей.

Путем построения диаграмм для разных значений d найдены такие значения u, при которых $F^2(u) = 0{,}5$, и построен график

$$\frac{\Delta u_{0,5}}{u_{0,5}\ \text{при}\ d=0} = f(d),$$



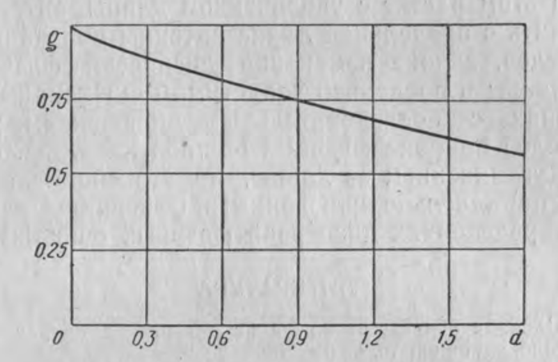
Фиг. 6. Усредненные диаграммы направленности для антенны с последовательно включенными фазовращателями.



Фиг. 7. Зависимость ширины диаграммы направленности антенны с последовательно включенными фазовращателями от параметра d.

показывающий расширение диаграммы от наличия ошибок (фиг. 7).

Оценку влияния рассматриваемого типа фазовых ошибок на к. н. д. антенны, как и в предыдущем случае, произведем при-



Фиг. 8. Зависимость фактора снижения к. н. д. антенны с последовательно включенными фазовращателями от параметра d.

ближенно, по изменению мощности, излучаемой в направлении главного максимума диаграммы:

$$g = F^2(0) = \frac{2(d + e^{-d} - 1)}{d^2}. \qquad (52)$$

На фиг. 8 приведен график зависимости (52), сравнение которого с графиком на фиг. 5 показывает, что рассматриваемый тип фазовых ошибок излучателей слабее снижает к. н. д., чем независимые фазовые ошибки с таким же распределением дисперсий по длине антенны.

ВЫВОДЫ

Снижение к. н. д. антенны и уровень фона определяются не только величиной фазовой ошибки излучателей, но и общим числом излучателей.

У антенны с параллельно включенными фазовращателями с увеличением количества излучателей при неизменном шаге $T = \lambda/2$ и постоянстве дисперсий ошибок фазовращателей коэффициент g не изменяется и определяется только лишь дисперсией ошибок отдельного фазовращателя, а относительный уровень фона падает. При уменьшении шага решетки и неизменной общей длине антенны уровень фона также падает, но коэффициент g растет, стремясь в пределе к единице.

Параллельная схема включения фазовращателей допускает более низкую точность изготовления фазовращателей и управления ими по сравнению с последовательной схемой при условии, что дисперсии фазовых ошибок всех фазовращателей одинаковы. Если

фазовые ошибки фазовращателей или схемы управления зависят от абсолютной величины фазового сдвига фазовращателя, то требования к точности изготовления фазовращателей и управления ими резко возрастают. Влияние фазовых флюктуаций на к. н. д. антенны при этом растет с увеличением длины антенны, так что можно говорить о предельной длине антенны при данных ошибках фазовращателей, законе изменения дисперсий фазовых ошибок по длине антенны и предельно допустимом снижении к. н. д.

В антеннах с последовательным включением управляемых фазовращателей влияние фазовых ошибок на к. н. д. антенны также растет с увеличением ее длины, но это влияние слабее, чем в антеннах с параллельно включенными фазовращателями при одинаковых распределениях дисперсий фазовых ошибок излучателей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рузе, Влияние ошибок раскрыва на диаграммы направленности антенн, «Вопросы радиолокационной техники», 1956, № 2.

2. Таланов В. И., Шеронова Н. М., О влиянии случайных ошибок в распределении источников на диаграммы направленности антенн бегущей волны, Известия вузов, «Радиофизика», 1959, т. II, № 3.

3. Воробьев Е. А., Определение производственных допусков в щелевых антеннах, Известия вузов, «Приборостроение», 1958, № 5.

4. Браудэ Б. В. и др., Исследование влияния случайных ошибок на электрические характеристики зеркальных антенн с отражателем переменного профиля, «Радиотехника и электроника», т. V, № 4, 1960.

5. Бунимович В. И., Флюктуационные процессы в радиоприемных устройствах, «Советское радио», 1961.

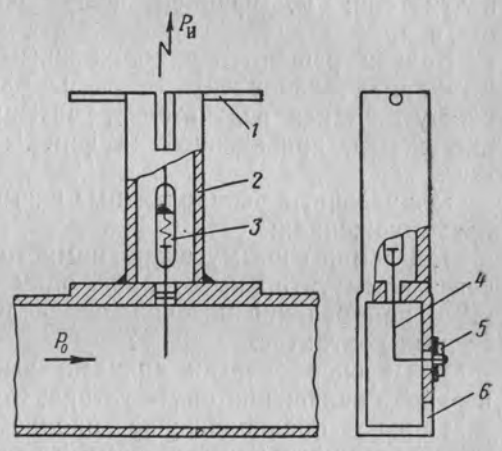
УДК 621.396.679.46.62-523.8 : 621.3.029

Инженеры *Д. Б. ЗИМИН, А. А. ДОЛЖЕНКОВ*

К ТЕОРИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ВЫКЛЮЧАТЕЛЕЙ С.В.Ч. ДИАПАЗОНА

Основным элементом коммутационных сканирующих антенн является коммутируемый излучатель, который состоит из собственно излучателя и электрически управляемого с. в. ч. выключателя, позволяющего включать и выключать возбуждение этого излучателя. В качестве коммутаторов в выключателях удобно использовать полупроводниковые диоды ввиду их миниатюрности и быстродействия.

Среди возможных вариантов коммутируемых излучателей для практического осуществления оказались удобными устройства, симметрично связанные с фидерным волноводом, в которых коммутатор размещен в специальном отрезке канализирующей системы. Одна из возможных конструкций коммутируемого излучателя такого типа представлена на фиг. 1. В настоящей статье проведен приближенный анализ предельных возможностей подобных коммутируемых излучателей, справедливый при использовании в них не только полупроводниковых диодов, но и других точечных коммутаторов.



Фиг. 1. Коммутируемый вибратор.

1—вибратор, *2*—коаксиал, *3*—диодный коммутатор, *4*—петля связи, *5*—развязка для предотвращения просачивания мощности с. в. ч. в цепи управления, *6*—фидерный волновод.

1. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ КОММУТИРУЕМЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Коммутируемые излучатели характеризуются следующими основными параметрами: коэффициентом коммутации, коэффициентом излучения и величиной относительной мощности потерь

в активном сопротивлении коммутатора во включенном и выключенном состоянии.

Коэффициент коммутации m равен отношению мощностей, излучаемых при включенном и выключенном коммутаторе; коэффициент излучения d — отношению наибольшей излучаемой мощности к мощности волны, проходящей по фидерному волноводу.

Рассмотрение работы коммутируемого излучателя проведено для определения оптимальных режимов его работы, обеспечивающих наиболее полную реализацию свойств коммутатора. Задачи определения оптимальных режимов излучателя можно свести к следующим двум вариантам:

1. Определение максимальных коэффициентов излучения и коммутации при заданных параметрах коммутатора.

2. Определение минимального диапазона изменения параметров коммутатора, обеспечивающего заданные внешние параметры излучателя: коэффициент излучения, коэффициент коммутации и к. п. д.

Задачи решаются приближенным методом, путем составления и анализа эквивалентных схем. Варианты эквивалентных схем коммутируемых излучателей, учитывающие возможные модификации схемы, приведенной на фиг. 1, представлены на фиг. 2, *а*, *б*, *в* и *г*.

Приведенные эквивалентные схемы составлены при следующих предположениях:

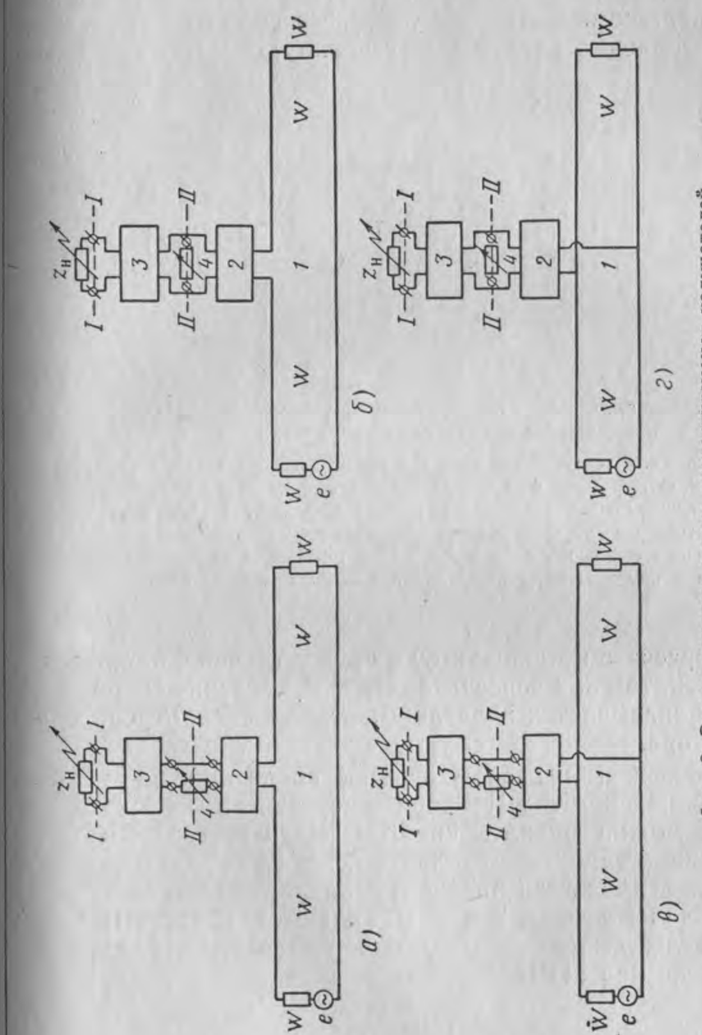
1. Размеры коммутатора намного меньше длины волны, и ток через коммутатор имеет лишь одну пространственную составляющую, направление которой определяется расположением проволочных контактов.

2. Перенос энергии волнами высших типов, возникающими в районе включения коммутатора, отсутствует.

Первое предположение вполне оправдано, например, при использовании в качестве коммутатора в сантиметровом диапазоне точечного полупроводникового диода. Оно позволяет представить коммутатор в виде двухполюсника, состоящего из сосредоточенных элементов.

Второе предположение является некоторым приближением к реальности. Оно позволяет представить схему излучателя, которую, строго говоря, следует описывать шестиполюсником, имеющим две пары «внешних» зажимов для подключения генератора и нагрузки, и пару «внутренних» зажимов, к которым подключен точечный коммутатор в виде двух четырехполюсников с постоянными параметрами, между которыми включен двухполюсник, отображающий коммутатор.

Из дальнейшего рассмотрения станет ясно, что пренебрежение переносом мощности волнами высших типов приводит к погрешности в основном в определении коэффициента коммутации (коэффициент коммутации получается несколько завышенным по срав-

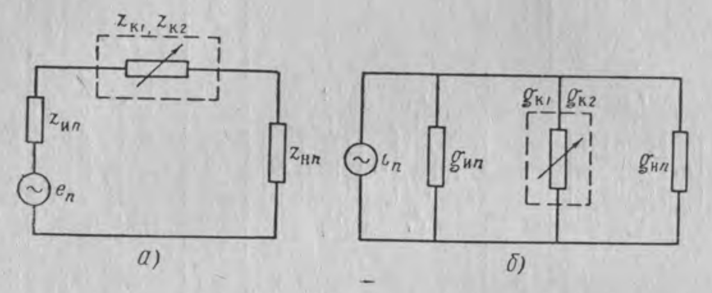


Фиг. 2. Эквивалентные схемы коммутируемых излучателей.

e и *W* — э. д. с. и внутреннее сопротивление генератора с. в. ч., *1* — фидерный волновод с волновым сопротивлением *W*, *2* — реактивный четырехполюсник, отображающий связь коммутатора с фидерным волноводом (на фиг. 1 петля связи и коаксиал до сечения, в котором расположен кристалл диода), *3* — реактивный четырехполюсник, отображающий связь коммутатора с излучателем. Входное сопротивление излучателя $z_н$. *4* — двухполюсник, отображающий точечный коммутатор, сопротивление которого может принимать два значения $z_{к1}$ и $z_{к2} = z_{к1} + \Delta z$.

нению с истинным). Следует отметить, что доля мощности, переносимая волнами высших типов, для каждой конкретной схемы с. в. ч. различна и в общем виде учету не поддается.

Простым методом решения поставленных задач является анализ эквивалентной схемы, приведенной к какому-нибудь одному сечению, например *I* или *II* (см. фиг. 2). Наиболее просто задача решается при пересчете э. д. с. и внутреннего сопротивления генератора и сопротивления нагрузки в сечение коммутатора (сечение *II*).



Фиг. 3. Эквивалентные схемы коммутируемых излучателей, приведенные к сечению коммутатора.

e_n и i_n—э. д. с. и ток эквивалентных генераторов, пересчитанных в сечение коммутатора, $z_{и\,n}$ и $g_{и\,n}$ —внутренние сопротивление и проводимость эквивалентных генераторов (источников). $z_{к1}$, $z_{к2}$ и $g_{к1}$, $g_{к2}$ —сопротивление и проводимость коммутатора во включенном и выключенном состоянии, $z_{н\,n}$ и $g_{н\,n}$ —сопротивление и проводимость нагрузки (излучателя), пересчитанные в сечение коммутатора.

При пересчете в какое-нибудь другое сечение, например *I*, анализ затруднен, так как пересчитанное в это сечение сопротивление генератора оказывается зависящим от переменного сопротивления коммутатора.

Определив обычным способом входное сопротивление излучателя в точках включения коммутатора и пересчитав к этим же точкам генератор, можно описать систему излучатель—коммутатор одной из двух простейших эквивалентных схем, приведенных на фиг. 3, *а* и *б*. На этих схемах индекс *n* означает пересчет в сечение коммутатора. Схемы на фиг. 3, *а* и *б* являются инверсными, поэтому все формулы, выведенные для одной из них, будут справедливы и для другой при замене:

$$e_n \longleftrightarrow i_n;$$

$$z_{и\,n} \longleftrightarrow g_{и\,n};$$

$$z_{н\,n} \longleftrightarrow g_{н\,n}.$$

В дальнейшем ограничимся анализом схемы на фиг. 3, *а*.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ИЗЛУЧЕНИЯ И КОММУТАЦИИ

Найдем для схемы на фиг. 3, *а* два коэффициента передачи d_1 и d_2, соответствующие двум импедансам коммутатора:

$$d_1 = \frac{\left|\dfrac{e_n}{z_{и\,n} + z_{к1} + z_{н\,n}}\right|^2 r_{н\,n}}{\dfrac{e^2}{4W}}; \quad d_2 = \frac{\left|\dfrac{e_n}{z_{и\,n} + z_{к2} + z_{н\,n}}\right|^2 r_{н\,n}}{\dfrac{e^2}{4W}},$$

где

$$z_{н\,n} = r_{н\,n} + jx_{н\,n}, \quad z_{и\,n} = r_{и\,n} + jx_{и\,n}, \quad z_{к1} = r_{к1} + jx_{к1},$$

$$z_{к2} = r_{к2} + jx_{к2};$$

$\dfrac{e^2}{4W}$ — подводимая мощность падающей волны, подводимой к излучателю фидерным волноводом при условии, что внутреннее сопротивление генератора равно волновому сопротивлению фидерного волновода.

Пусть $d_1 > d_2$. Тогда $d_1 = d$ — коэффициент передачи коммутируемого излучателя; $m = d_1/d_2$ — коэффициент коммутации:

$$d = \left|\frac{e_n}{e}\right|^2 \frac{4r'_{н\,n}}{\left|z'_{и\,n} + z'_{к_1} + z'_{н\,n}\right|^2}; \tag{1}$$

$$m = \left|1 + \frac{\Delta z}{z_{и\,n} + z_{к1} + z_{н\,n}}\right|^2, \tag{2}$$

где $\Delta z = z_{к2} - z_{к1}$.

Индекс «штрих» в формуле (1) при величинах сопротивлений означает нормировку этих сопротивлений по волновому сопротивлению канализирующей системы. В дальнейшем будут встречаться только нормированные величины сопротивлений, пересчитанные в сечение коммутатора. Учитывая это, индекс «штрих» и индекс *n* в последующих формулах опущены.

Введем обозначения:

$r_и + r_{к1} + r_н = R$ — полное активное сопротивление цепи;

$x_и + x_{к1} + x_н = X$ — полное реактивное сопротивление цепи;

$$x_{к2} - x_{к1} = \Delta x;$$

$$r_{к2} - r_{к1} = \Delta r.$$

Тогда

$$m = \frac{(R + \Delta r)^2 + (X + \Delta x)^2}{R^2 + X^2}. \tag{3}$$

Найдем, при каком значении $X = X_{опт}$ и остальных фиксированных величинах коэффициент коммутации будет максимальным:

$$\frac{dm}{dX} = 0.$$

Отсюда

$$X_{опт} = \frac{\sqrt{(2R\Delta r + \Delta r^2 + \Delta x^2)^2 + 4R^2\Delta x^2} - \Delta r^2 - \Delta x^2 - 2R\Delta r}{2\Delta x}.$$

Рассмотрим следующие частные случаи.

1. У коммутатора изменяется лишь активное сопротивление ($\Delta x = 0$). Тогда $X_{опт} = 0$. Это означает, что коэффициент коммутации максимален при условии компенсации всех реактивностей схемы в сечении коммутатора. Величина коэффициента коммутации определяется при этом формулой

$$m_{max} = \left(1 + \frac{\Delta r}{R}\right)^2. \quad (4)$$

2. У коммутатора изменяется лишь реактивное сопротивление ($\Delta r = 0$). Тогда

$$X_{опт} = \frac{-\Delta x + \sqrt{\Delta x^2 + 4R^2}}{2}. \quad (5)$$

Полученное выражение показывает, что в этом случае условие максимума коэффициента коммутации не совпадает с условием компенсации всех реактивностей схемы в сечении коммутатора.

Подставляя выражение (5) в формулу (3), получим

$$m_{max} = \frac{4 + \left(\frac{\Delta x}{R}\right)^2 + \frac{\Delta x}{R}\sqrt{\left(\frac{\Delta x}{R}\right)^2 + 4}}{4 + \left(\frac{\Delta x}{R}\right)^2 - \frac{\Delta x}{R}\sqrt{\left(\frac{\Delta x}{R}\right)^2 + 4}}. \quad (6)$$

Зависимости (4) и (6), приведенные на фиг. 4, имеют весьма малое расхождение при одинаковых значениях $\Delta x/R$ и $\Delta r/R$. Это обстоятельство позволяет предположить, что формула (4) остается приближенно верной при замене в ней приращения Δr величиной $|\Delta z|$, т. е.

$$m_{max} \approx \left(1 + \frac{|\Delta z|}{R}\right)^2. \quad (7)$$

Оценим степень приближения формулы (7). Для этого точное выражение (2) заменим предварительно приближенным

$$m_{max} \approx \left(1 + \left|\frac{\Delta z}{z}\right|\right)^2 \quad (8)$$

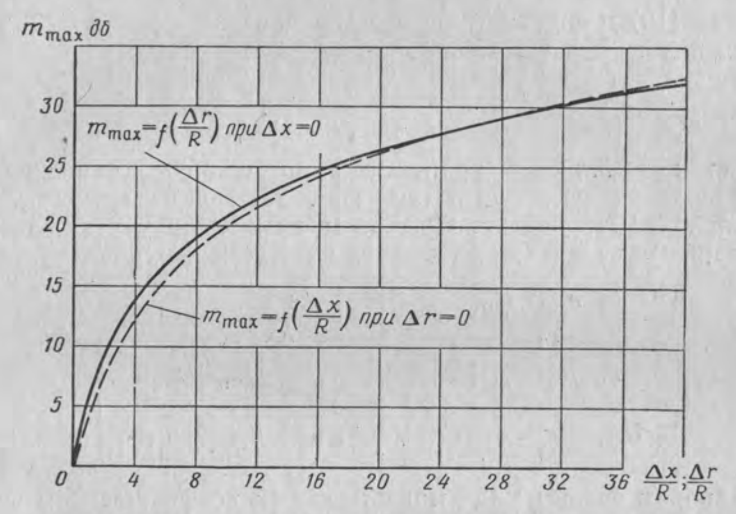
и найдем относительную ошибку, получающуюся при использовании (8) вместо (2):

$$\frac{\left(1 + \left|\frac{\Delta z}{z}\right|\right)^2}{\left|1 + \frac{\Delta z}{z}\right|^2} = \frac{1 + 2\left|\frac{\Delta z}{z}\right| + \left|\frac{\Delta z}{z}\right|^2}{1 + 2\left|\frac{\Delta z}{z}\right|\cos\varphi + \left|\frac{\Delta z}{z}\right|^2},$$

где φ находят из соотношения

$$\frac{\Delta z}{z} = \left|\frac{\Delta z}{z}\right| e^{j\varphi}.$$

Отсюда следует, что максимальная относительная погрешность формулы (8) будет при $\varphi = \pi/2$ и $\Delta z/z = 1$ и равна 2, что соответствует погрешности в определении m в 3 *дб*.



Фиг. 4. Зависимость коэффициента коммутации от относительного приращения сопротивления коммутатора.

Коэффициент коммутации, определяемый (8), имеет максимум при $X = X_{опт} = 0$. При подстановке $X = 0$ в (8) формулы (7) и (8) становятся тождественными.

Таким образом, выражение (7) можно применять для расчета максимального по переменной X коэффициента коммутации, и погрешность при этом не превышает 3 *дб* в сторону занижения вычисленного коэффициента коммутации по сравнению с истинным. Точность расчета по формуле (7) возрастает при отходе величины $\left|\frac{\Delta z}{R}\right|$ от единицы в обе стороны. Так, например, при $\left|\frac{\Delta z}{R}\right| = 10$ относительная погрешность в определении коэффициента коммутации не превышает 0,8 *дб*.

Проанализируем теперь выражение (1) для коэффициента излучения коммутируемого излучателя. Первый вариант постановки задачи требует нахождения максимума коэффициента излучения. Очевидно, что этот максимум по переменной X будет при $X=0$, т. е. по переменной X максимумы d и m совпадают.

Тогда

$$d=\left|\frac{e_n}{e}\right|^2 \frac{4r_{\text{н}}}{(r_{\text{и}}+r_{\text{к}1}+r_{\text{н}})^2}. \tag{9}$$

Можно показать, что при пересчете генератора через реактивный четырехполюсник имеет место следующее соотношение между э. д. с. и внутренним сопротивлением реального и пересчитанного генераторов:

$$\left|\frac{e_n}{e}\right|^2=\frac{r_{\text{и}\,n}}{r_{\text{и}}}. \tag{10}$$

Учитывая (10) и опуская индекс n, представим формулу (9) в следующем виде:

$$d=\frac{2r_{\text{и}}r_{\text{н}}}{(r_{\text{и}}+r_{\text{к}1}+r_{\text{н}})^2}. \tag{11}$$

Изменяя коэффициент трансформации одного из реактивных четырехполюсников 2 или 3 (см. фиг. 2), можно изменять либо сопротивление $r_{\text{и}}$, либо $r_{\text{н}}$. При этом можно получить максимум коэффициента излучения по каждой из переменных соответственно:

$$\left.\begin{array}{l|l}
\dfrac{d(d)}{dr_{\text{и}}}=0; & \dfrac{d(d)}{dr_{\text{н}}}=0; \\
r_{\text{и опт}}=r_{\text{к}1}+r_{\text{н}}; & r_{\text{н опт}}=r_{\text{и}}+r_{\text{к}1}; \\
d_{\max}=\dfrac{r_{\text{н}}}{2(r_{\text{н}}+r_{\text{к}1})}; & d_{\max}=\dfrac{r_{\text{и}}}{2(r_{\text{и}}+r_{\text{к}1})}.
\end{array}\right\} \tag{12}$$

Установим связь между максимальным коэффициентом излучения и коэффициентом коммутации излучателя. Подставляя в формулу (7) значение $R=r_{\text{к}1}+r_{\text{и}}+r_{\text{н}}$, определяемое из выражения (12), получим для каждого из способов настройки одно и то же выражение:

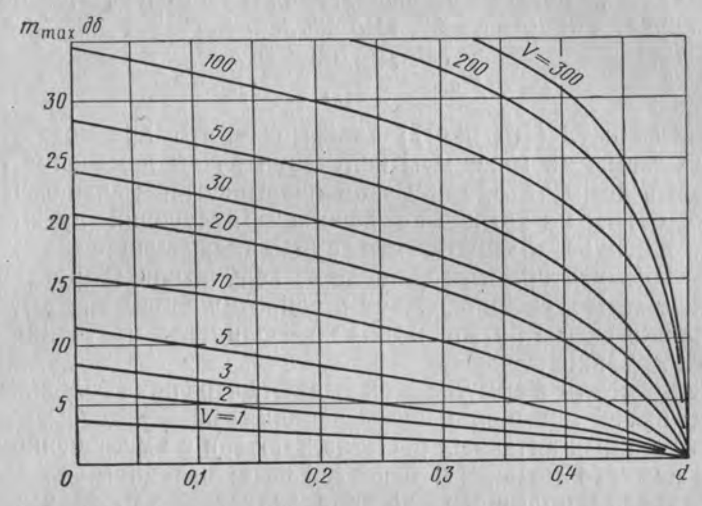
$$m_{\max}=[1+V(0{,}5-d_{\max})]^2, \tag{13}$$

где V — коммутационный параметр, который определяет поведение точечного коммутатора в высокочастотной схеме и является его основной характеристикой:

$$V=\frac{|\Delta z|}{r_{\text{к}1}}. \tag{14}$$

Графики, связывающие коэффициент коммутации с коэффициентом излучения, приведены на фиг. 5. Графики показывают,

что любому заданному коэффициенту коммутации соответствует единственный максимальный коэффициент излучения, величина которого определяется коммутационным параметром коммутатора, и, наоборот, любому заданному коэффициенту излучения соответствует единственный максимальный коэффициент коммутации. Из графиков также следует, что увеличение коэффициента коммутации при фиксированной величине коммутационного параметра приводит к уменьшению излучаемой мощности. При стремлении излучаемой мощности к нулю коэффициент коммутации стремится к пределу, зависящему только от параметра V:



Фиг. 5. Зависимость коэффициента коммутации от коэффициента излучения при разных значениях коммутационных параметров.

$$m_{\max\,\max}=\left(1+\frac{V}{2}\right)^2. \tag{15}$$

Определим мощность потерь, рассеиваемую в коммутаторе, и к. п. д. коммутируемого излучателя для одного частного случая, когда приращение сопротивления коммутатора Δz является активной величиной Δr (этот случай, как показывают эксперименты, характерен для многих типов точечных полупроводниковых диодов).

Величина мощности потерь, отнесенная к мощности падающей волны, для включенного (открытого) $P_{\text{п.о}}$ и выключенного (закрытого) $P_{\text{п.з}}$ коммутатора выразится формулами

$$P_{\text{п.о}}=\frac{2r_{\text{и}}r_{\text{к}1}}{(r_{\text{и}}+r_{\text{н}}+r_{\text{к}1})^2};$$

$$P_{\text{п.з}}=\frac{2r_{\text{и}}(r_{\text{к}1}+\Delta r)}{(r_{\text{и}}+r_{\text{н}}+r_{\text{к}1}+\Delta r)^2}.$$

Учитывая выражения (12), эти формулы можно привести к следующему виду:

при $r_{\text{и опт}} = r_{\text{к1}} + r_{\text{н}}$

$$P_{\text{п.о}} = 0{,}5 - d_{\max}; \tag{16}$$

при $r_{\text{н опт}} = r_{\text{и}} + r_{\text{к1}}$

$$P_{\text{п.о}} = d_{\max}(1 - 2d_{\max}). \tag{17}$$

Для мощности потерь в выключенном коммутаторе получим в обоих случаях одно и то же выражение:

$$P_{\text{п.з}} = \frac{P_{\text{п.о}}(1+V)}{m}. \tag{18}$$

Сравнение формул (16) и (17) показывает, что предпочтительней настройка схемы на максимум излучения путем изменения $r_{\text{н}}$, так как потери в коммутаторе при этом оказываются меньше, чем при настройке схемы на тот же коэффициент излучения путем изменения $r_{\text{и}}$. Следует отметить, что суммарная мощность, идущая на нагрев коммутатора и отражение от излучателя (характеризующаяся мощностью, выделяющейся в сопротивлениях $r_{\text{к}} + r_{\text{и}}$), в случае настройки схемы на максимум коэффициента излучения путем изменения $r_{\text{н}}$ также меньше.

Кроме того, эти формулы показывают, что при большом V и $d \ll 1$, что имеет место при использовании коммутируемых излучателей в длинных антенных решетках, потери в выключенном коммутаторе намного меньше, чем потери во включенном.

Коэффициент полезного действия излучателя η, равный отношению мощности в нагрузке при открытом коммутаторе к полной мощности, выделяющейся в коммутаторе и нагрузке, определяется формулой

$$\eta = \frac{d}{d + P_{\text{п.о}}}. \tag{19}$$

Подставляя в это уравнение формулу (17), получим следующее выражение для к. п. д. излучателя при настройке на максимальный коэффициент излучения путем изменения $r_{\text{н}}$:

$$\eta = \frac{1}{2(1 - d_{\max})}. \tag{20}$$

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОММУТАЦИОННОГО ПАРАМЕТРА ПО ЗАДАННЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим теперь второй вариант постановки задачи, сформулированный в разд. 1. Задано m, d, η. Требуется определить V.

В качестве исходных используем следующие выражения:

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{r_{\text{к1}}}{r_{\text{н}}}}, \tag{21}$$

которое вытекает из формулы (19);

$$d = \frac{2\frac{r_{\text{и}}}{r_{\text{н}}}}{\left(\frac{r_{\text{и}}}{r_{\text{н}}} + \frac{r_{\text{к1}}}{r_{\text{н}}} + 1\right)^2}, \tag{22}$$

которое вытекает из уравнения (11);

$$m = \left(1 + \frac{V}{\frac{r_{\text{и}}}{r_{\text{к1}}} + \frac{r_{\text{н}}}{r_{\text{к1}}} + 1}\right)^2, \tag{23}$$

которое вытекает из формулы (7).

Обозначим

$$\frac{V}{\sqrt{m} + 1} = c. \tag{24}$$

Тогда из выражения (23) имеем

$$\frac{r_{\text{и}}}{r_{\text{н}}} = \frac{r_{\text{к1}}}{r_{\text{н}}}(c-1) - 1. \tag{25}$$

Подставляя формулу (25) в выражение (22) и решая получившиеся уравнения относительно $r_{\text{к1}}/r_{\text{н}}$, находим

$$\frac{r_{\text{к1}}}{r_{\text{н}}} = \frac{c - 1 - \sqrt{(c-1)^2 - 2dc^2}}{dc^2}. \tag{26}$$

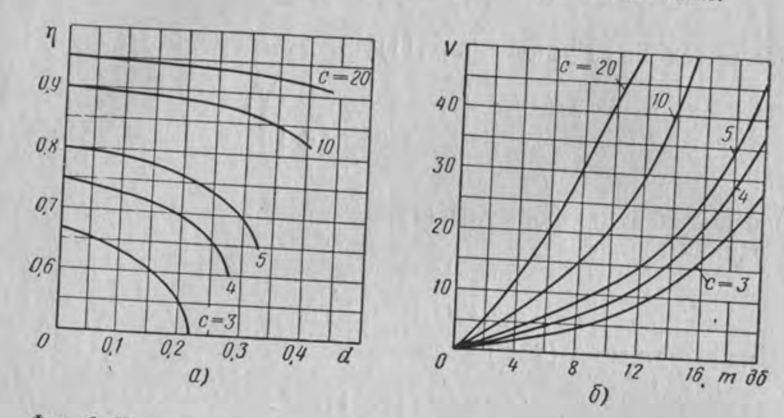
Подставляя (26) в (21), получаем

$$\eta = \frac{dc^2}{dc^2 + c - 1 - \sqrt{(c-1)^2 - 2dc^2}}. \tag{27}$$

По формулам (24) и (27) рассчитаны графики, приведенные на фиг. 6, *а* и *б*. Поставленная задача решается с их помощью следующим образом: из графика на фиг. 6, *а* по заданным d и η определяется вспомогательная величина c. Далее из графика на фиг. 6, *б* по заданному m и найденной величине c определяется искомый параметр коммутатора V.

Проведенный анализ свойств коммутируемого излучателя позволяет связать его основные предельные характеристики с одним коммутационным параметром диода $V = \frac{|\Delta z|}{r_{\text{к1}}}$, который характеризует только относительный диапазон изменения сопротивления и не зависит от абсолютных значений сопротивлений. При теоретическом анализе абсолютные значения сопротивлений диода оказались исключенными, так как считалось, что путем соответствующих трансформаций все сопротивления схемы могут быть согласованы друг с другом. Однако на практике совсем не безразлично, какие трансформации требуется применить, так как большие коэф-

фициенты трансформации могут привести к росту потерь в устройстве и сужению полосы пропускания. Поэтому практически для характеристики диода одного лишь коммутационного параметра недостаточно; необходимо еще знать, в области каких абсолютных значений сопротивлений лежит диапазон его изменения.



Фиг. 6. Кривые для расчета минимальной величины коммутационного параметра по заданным характеристикам излучателя.

При этом диоды, диапазон изменения сопротивления которых лежит в области малых значений порядка 50 *ом*, выгодно устанавливать в коаксиальных линиях; диоды, диапазон изменения сопротивления которых лежит в области больших значений порядка 500 *ом*, выгодно устанавливать в волноводных линиях.

ВЫВОДЫ

1. Анализ работы коммутируемого излучателя показал, что подбором параметров схемы можно добиться такого оптимального режима его работы, при котором заданному значению коэффициента излучения соответствует максимальный коэффициент коммутации.

2. Величина максимального коэффициента коммутации определяется коммутационным параметром диода, характеризующим диапазон изменения его сопротивления.

3. Заданные характеристики коммутируемого излучателя — коэффициент коммутации, коэффициент излучения и к. п. д. — можно обеспечить в том случае, если коммутационный параметр диода превышает некоторую величину, определяемую из графиков на фиг. 6.

УДК 621.382.22.014.2.001.5

Инженеры *Д. Б. ЗИМИН, А. А. ДОЛЖЕНКОВ*

ИССЛЕДОВАНИЕ КОММУТАЦИОННЫХ СВОЙСТВ СЕРИЙНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Предельные характеристики электрически управляемого с. в. ч. выключателя, использующего точечный коммутатор, можно характеризовать коммутационным параметром [1]

$$V = \frac{|z_{к2} - z_{к1}|}{z_{к1}}, \qquad (1)$$

где $z_{к1} = r_{к1} + jx_{к1}$ и $z_{к2} = r_{к2} + jx_{к2}$ — сопротивления соответственно включенного и выключенного коммутатора.

При использовании точечного полупроводникового диода в качестве коммутатора эти сопротивления складываются из сопротивления растекания и сопротивления p—n перехода.

Коммутационный параметр диода не является паспортной характеристикой и его необходимо либо определить экспериментально, либо связать с другими общепринятыми характеристиками диода. Рассмотрим сперва методику экспериментального определения коммутационного параметра.

1. СПОСОБЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОММУТАЦИОННОГО ПАРАМЕТРА

Измерение коммутационного параметра диода можно осуществить двумя способами:

1) предварительным измерением абсолютных значений величин $z_{к1}$ и $z_{к2}$ и последующим вычислением по формуле (1);

2) непосредственным измерением относительной величины $\frac{|z_{к2} - z_{к1}|}{r_{к1}}$.

Для измерения коммутационного параметра на с. в. ч. любым из этих способов необходимо включить диод в то или иное волноводное устройство. При теоретическом анализе это устройство можно представить в виде линейного четырехполюсника без потерь, с неизвестной структурой, нагруженного на сопротивление $z_{к2}$ или $z_{к1}$. При этом вся арматура диода, элементы его крепления

и детали, служащие для подачи управляющего напряжения, входят в структуру реактивного четырехполюсника.

Экспериментально на с. в. ч. можно измерить только входное сопротивление этого четырехполюсника, по которому можно вычислить $z_{к1}$ и $z_{к2}$, если предварительно определены три его коэффициента.

Однако практически измерить абсолютную величину сопротивления сложно, так как для определения трех коэффициентов четырехполюсника необходимо изготовить три сопротивления известной величины, заключить их в арматуры, точно соответствующие арматуре диода, и произвести три измерения входного сопротивления четырехполюсника, нагруженного поочередно на эти сопротивления.

Значительно проще непосредственно определить относительную величину V. Для этого достаточно настроить четырехполюсник на режим идеального трансформатора, входное сопротивление которого $z_{вх}$ связано с сопротивлением нагрузки $z_н$ лишь через один коэффициент трансформации M соотношением

$$z_{вх}=Mz_н. \quad (2)$$

При изменении сопротивления нагрузки в n раз входное сопротивление также меняется в n раз, и поэтому, измерив два значения входного сопротивления трансформатора $z_{вх1}$ и $z_{вх2}$, соответствующие двум состояниям коммутатора

$$\left.\begin{aligned} z_{вх1}&=Mz_{к1}=M(r_{к1}+jx_{к1})=r_{вх1}+jx_{вх1};\\ z_{вх2}&=Mz_{к2}=M(r_{к2}+jx_{к2})=r_{вх2}+jx_{вх2}, \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

можно определить коммутационный параметр

$$V=\frac{|z_{к2}-z_{к1}|}{r_{к1}}=\frac{|z_{вх2}-z_{вх1}|}{r_{вх1}}. \quad (4)$$

Таким образом, по этой методике можно измерять коммутационный параметр без определения коэффициентов четырехполюсника, если найден практически удобный критерий его настройки на режим идеального трансформатора.

2. КРИТЕРИЙ НАСТРОЙКИ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКА НА РЕЖИМ ИДЕАЛЬНОГО ТРАНСФОРМАТОРА

Для обоснования критерия настройки четырехполюсника на режим идеального трансформатора докажем, что если для двух активных значений сопротивления нагрузки входное сопротивление реактивного четырехполюсника также активно и бо́льшему значению сопротивления нагрузки соответствует бо́льшее значение входного сопротивления, то этот четырехполюсник является идеальным трансформатором.

Входное сопротивление реактивного четырехполюсника, нагруженного на активное сопротивление $R_н$, выражается, как известно, формулой

$$z_{вх}=\frac{adR_н+bcR_н}{c^2R_н^2+d^2}+j\frac{bd-acR_н^2}{c^2R_н^2+d^2}, \quad (5)$$

где a, b, c, d — действительные коэффициенты четырехполюсника, связанные между собой зависимостью

$$ad+bc=1. \quad (6)$$

Потребуем, чтобы входное сопротивление было активно. Тогда

$$acR_н^2=bd. \quad (7)$$

Очевидно, что выполнение условия (7) при двух значениях $R_н$ возможно лишь в том случае, если два коэффициента четырехполюсника равны нулю. При этом возможны следующие два случая:

$$\left.\begin{aligned} &1)\ a=0,\quad d=0\ \text{ и }\ R_{вх}=\frac{b^2}{R_н};\\ &2)\ b=0,\quad c=0\ \text{ и }\ R_{вх}=a^2R_н. \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Из сравнения выражений (2) и (8) видно, что реактивный четырехполюсник является идеальным трансформатором во втором случае, и его коэффициент трансформации $M=a^2$.

Таким образом, для настройки схемы на режим идеального трансформатора в реактивном четырехполюснике необходимо иметь две независимые регулировки и на выход включить произвольное активное переменное сопротивление. С помощью имеющихся регулировок надо добиться, чтобы входное сопротивление четырехполюсника оставалось активным при изменении нагрузочного сопротивления.

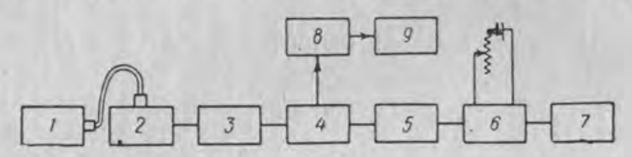
В качестве измерителя сопротивлений на с. в. ч. удобно применить волноводную измерительную линию. Критерием настройки схемы в этом случае является постоянство положения минимума напряженности поля в линии, который с изменением активного нагрузочного сопротивления изменяется лишь по величине. В частности, при некотором коэффициенте трансформации одному из значений сопротивления нагрузки соответствует режим бегущей волны в измерительной линии. Этот режим является практически более удобным критерием настройки схемы на режим идеального трансформатора.

В качестве переменного активного сопротивления можно использовать выпрямляющий контакт диода в области положительных смещений.

3. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Блок-схема установки шестисантиметрового диапазона, предназначенной для измерения коммутационного параметра диодов описанным выше способом, представлена на фиг. 1.

В связи с тем, что определение коммутационных параметров диодов сводится к измерению больших к. с. в., пришлось отказаться от использования в установке клистронных генераторов, амплитудная модуляция которых сопровождается паразитной частотной модуляцией, резко снижающей точность измерения при к. с. в. порядка 100 из-за дисперсионных свойств волновода и трансформатора полных сопротивлений. Поэтому применили ламповый генератор типа ГС-10, работающий амплитудно-модулированными колебаниями в 12-сантиметровом диапазоне. У этого генератора практически отсутствует частотная модуляция и имеется достаточно мощная вторая гармоника, для подчеркивания которой был применен диодный удвоитель частоты. Отсутствие частотной модуляции проверялось путем просмотра на осциллографе формы продетектированного напряжения, снимаемого с зонда линии. При наличии частотной модуляции форма продетектированного напряжения отличается от формы модулирующего напряжения при прохождении зонда через узел поля.



Фиг. 1. Блок-схема установки для измерения коммутационного параметра диодов при малом уровне с. в. ч. мощности.

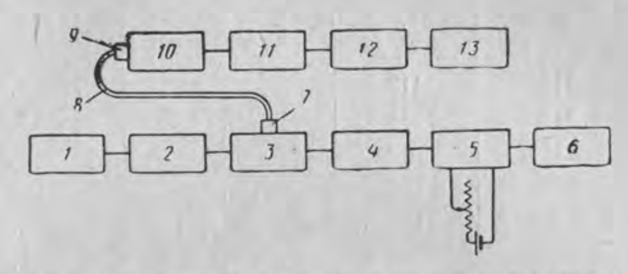
1—генератор ГС-10, *2*—диодный удвоитель частоты, *3*—измерительный аттенюатор, *4*—измерительная линия, *5*—трансформатор полных сопротивлений, *6*—секция с исследуемым диодом, *7*—подвижный поршень, *8*—усилитель, *9*—осциллограф.

Отсчет к. с. в. производился с помощью аттенюатора, включенного в тракт между генератором и измерительной линией.

В качестве трансформатора полных сопротивлений использовался штырь с регулируемой глубиной погружения в волновод и диэлектрический ножевой фазовращатель. Следует отметить, что для большинства измеренных диодов согласование удалось обеспечить регулировкой прямого смещения на диоде и подбором положения поршня, закорачивающего секцию с диодом без использования трансформатора полных сопротивлений.

Секция представляла собой обычную волноводную детекторную секцию с резонансной ловушкой в цепи управления.

Для получения достаточной точности измерений необходимо, чтобы потери в трансформаторе полных сопротивлений и поршне, замыкающем секцию с диодом, были малы. Для обеспечения минимальных потерь при настройке на режим бегущей волны эксперимент производился следующим образом. Из схемы выключался трансформатор полных сопротивлений и, изменяя ток диода и положение поршня, добивались согласования. Если этих двух регулировок для получения к. с. в. = 1 не было достаточно, то включался трансформатор полных сопротивлений, с помощью которого производилась окончательная настройка.



Фиг. 2. Блок-схема установки для измерения коммутационного параметра при большом уровне с. в. ч. мощности.

1—магнетронный генератор, *2*—аттенюатор регулировки уровня с. в. ч. мощности, *3*—измерительная линия, *4*—трансформатор полых сопротивлений, *5*—секция с исследуемым диодом, *6*—подвижный поршень, *7*—переход с зонда измерительной линии на высокочастотный коаксиальный кабель, *8*—высокочастотный кабель, *9*—волноводно-коаксиальный переход, *10*—аттенюатор, *11*—детекторная секция, *12*—усилитель, *13*—осциллограф.

Зависимость свойств диодов и величины коммутационного параметра от уровня с. в. ч. мощности исследовалась на установке, показанной на фиг. 2, по методике, аналогичной описанной выше. В качестве источника с. в. ч. колебаний использовался магнетронный генератор, работающий в трехсантиметровом диапазоне импульсами длительностью 2 *мксек* при скважности 1000. Регулировка мощности с. в. ч. колебаний производилась аттенюаторами, а измерение уровня средней мощности — термисторным мостом. Отсчет к. с. в. производился по аттенюатору *10* (см. фиг. 2). При этом мощность, падающая на измеряемый диод, оставалась неизменной. В качестве трансформатора полных сопротивлений использовался двойной Т-мост с регулируемыми поршнями.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОММУТАЦИОННОГО ПАРАМЕТРА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ НА МАЛОМ УРОВНЕ С. В. Ч. МОЩНОСТИ

В соответствии с описанной методикой было произведено измерение на малом уровне с. в. ч. мощности (менее 10 *мвт*) коммутационного параметра диодов различных типов. Результаты этих

измерений представлены в таблице. В 4-й графе таблицы приведены величины токов, при которых осуществлялось согласование, в 5-й — два значения управляющего напряжения, которые считались рабочими для двух состояний коммутатора.

Таблица

№ по пор.	Тип	V	Ток согласования I *ma*	Диапазон U *в*
1	2	3	4	5
1	Д1В	118	0,5	—2,8÷1,4
2	Д1В	354	0,5	—5,2÷0,9
3	Д1В	83	0,2	—2,7÷0,7
4	Д1В	582	0,75	—2÷1,3
5	Д1В	105	0,2	—2,8÷0,8
6	Д1В	63	0,8	—1,3÷1,2
7	Д1В	62	1	—1,3÷1,1
8	Д1В	206	0,4	—4,2÷0,57
9	Д2Е	112	23	—3,5÷3,4
10	Д2Е	78	9	—8,9÷1,9
11	Д2Ж	178	13	—8,9÷2,9
12	Д2Ж	132	12	—1,9÷2,6
13	Д9	138	1,1	—1,3÷1,2
14	Д9	278	1,7	—1÷1,4
15	ДК-В3	127	2,4	—0,04÷1,6
16	ДК-В3	400	1,4	—0,12÷0,72
17	ДК-С3	190	2,1	—1,1÷3
18	ДК-И2	119	0,14	—1,1÷1,8
19	ДК-И2	155	0,15	—1,2÷2,6
20	ДГ-С1	143	1,0	0÷1,2
21	ДГ-С1	320	0,7	—1,52÷1,4

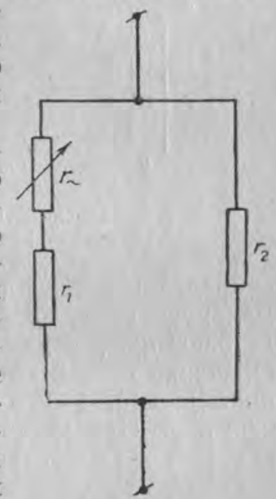
Экспериментальное измерение коммутационного параметра показало, что у всех замеренных диодов, кроме диодов типа ДК-И2, при изменении смещения из области положительных значений в область отрицательных значений не происходит изменения реактивной составляющей сопротивления выпрямляющего контакта или эти изменения пренебрежимо малы по сравнению с изменением активного сопротивления. Экспериментально это проявляется в постоянстве положения узла напряженности электрического поля в измерительной линии при изменении полярности смещения на диоде.

У некоторых диодов удалось произвести измерения при закороченном выпрямляющем контакте (закорачивание осуществлялось спеканием $p—n$ перехода при пропускании достаточно сильного тока в прямом направлении). К. с. в. при этом мало отличался от к. с. в. при максимально допустимом токе; смещения узла при спекании не происходило. Малое различие этих к. с. в. свидетельствует о правильности настройки схемы на режим идеального трансформатора, а также о том, что потери в измерительной установке не позволяют замерить полного диапазона изменения импеданса коммутатора.

5. СВЯЗЬ КОММУТАЦИОННОГО ПАРАМЕТРА С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ ДИОДА

Отсутствие изменений в реактивной составляющей сопротивления выпрямляющего контакта для большинства типов диодов объясняется, по-видимому, тем, что сопротивление емкости $p—n$ перехода токам с. в. ч. значительно превышает величину включенного параллельно эквивалентного сопротивления потерь.

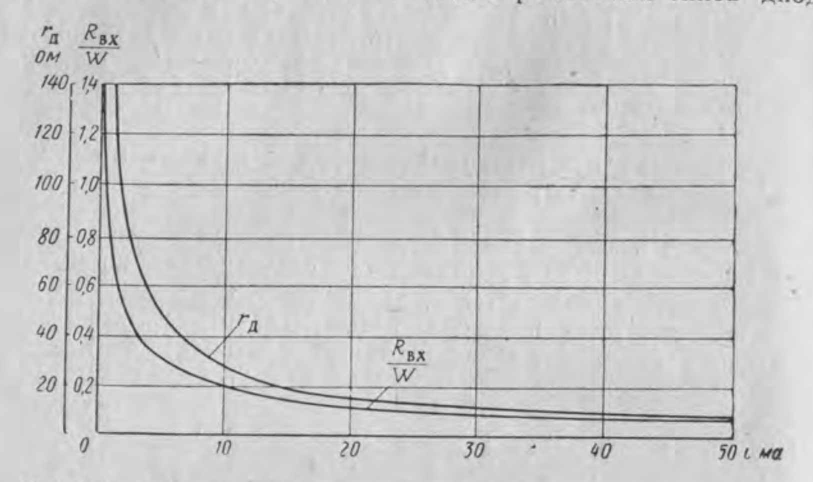
Последнее позволяет приближенно представить эквивалентную схему выпрямляющего контакта, включенного на выходе четырехполюсника, в виде одного переменного активного сопротивления $r_{\sim}$ и двух постоянных сопротивлений r_1 и r_2 (см. фиг. 3), отображающих потери в четырехполюснике (потери в арматуре диода, в элементах крепления, в трансформаторе полных сопротивлений и в участке волноводного тракта). Так как сопротивление $r_{\sim}$ описывает только выпрямляющий контакт, то можно предположить, что величина его при слабо выраженных инерционных свойствах диода слабо зависит от частоты и совпадает с дифференциальным сопротивлением диода $r_д$, которое можно вычислить по статической вольт-амперной характеристике.



Фиг. 3. Эквивалентная схема выпрямляющего контакта, включенного на выходе четырехполюсника с потерями.

На фиг. 4. представлены две экспериментальные зависимости от тока диода: дифференциального сопротивления $r_д$ и входного сопротивления $R_{вх}/W$ четырехполюсника, пронормированного к волновому сопротивлению линии W. Сравнение графиков качественно подтверждает предположение, но показывает, что диапазон изменения дифференциального сопротивления намного больше диапазона изменения входного сопротивления четырехполюсника. Определенным подбором сопротивлений r_1 и r_2 можно добиться хорошего совпадения

обеих зависимостей, что позволяет оценить как величину потерь (из расчета величин r_1 и r_2, требуемых для совпадения зависимостей), так и величину максимальной емкости p—n перехода $\left(\frac{1}{\omega c} > r_2\right)$. Такая приближенная оценка сопротивления потерь показала, что величина r_2 колеблется для различных типов диодов



Фиг. 4. Зависимость дифференциального сопротивления диода $r_д$ и его сопротивления токам с. в. ч. $R_{вх}/W$ от управляющего тока.

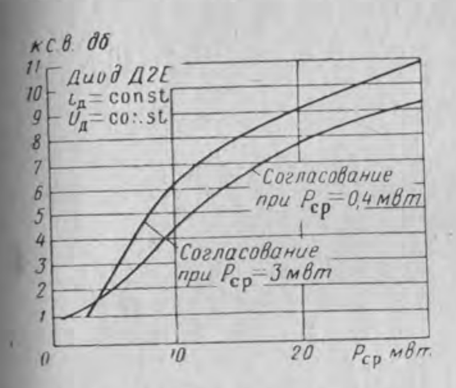
в пределах от 300 до 10 000 *ом*, что позволяет оценивать максимальную емкость p—n перехода этих диодов величинами от 0,1 *пкф* до 0,003 *пкф*. У диодов типа ДК-И2 при изменении напряжения смещения от —2 до +0,1 *в* реактивное сопротивление изменяется примерно на 500 *ом*, что соответствует изменению емкости на 0,05 *пкф*. При увеличении положительного смещения изменения реактивного сопротивления не происходит.

6. ЗАВИСИМОСТЬ КОММУТАЦИОННОГО ПАРАМЕТРА ОТ УРОВНЯ С. В. Ч. МОЩНОСТИ

Зависимость коммутационного параметра диодов от уровня с. в. ч. мощности исследовалась в трехсантиметровом диапазоне. В связи с тем, что в этом диапазоне не удалось получить достаточно малых потерь в волноводном трансформаторе (потери в четырехполюснике с вынутым диодом доходили до 6 *дб*) и в связи с трудностью устранения паразитной частотной модуляции, эксперимент имел качественный характер.

Эксперимент проходил следующим образом: сначала производилось согласование диода и измерение коммутационного параметра на малом уровне мощности порядка 1 *мвт* (здесь и далее приводятся цифры средней мощности). При увеличении мощности с. в. ч., падающей на диод, режим бегущей волны в волноводном тракте нарушался, причем характер изменения к. с. в. свидетельствовал об уменьшении активного сопротивления диода.

Для иллюстрации этого явления на фиг. 5 приведены графики зависимости к. с. в. от величины мощности с. в. ч. для одного образца диода Д2Е. Графики снимались при неизменном управляющем напряжении, равном напряжению согласования на малом уровне мощности. Ток диода при изменении с. в. ч. мощности оставался неизменным.



Фиг. 5. Зависимость к. с. в. на входе секции с измеряемым диодом от уровня с. в. ч. мощности.

Фиг. 6. Зависимость коммутационного параметра от уровня с. в. ч. мощности для двух образцов диодов типа Д2Е.

При измерении коммутационного параметра необходимо для каждого уровня мощности с. в. ч. производить согласование настройкой трансформатора и подбором тока диода.

На фиг. 6 приведена зависимость коммутационного параметра двух образцов диодов Д2Е от уровня с. в. ч. мощности. Коммутационный параметр снимался для диапазона изменения управляющего тока 0—15 *ма*. Как и следовало ожидать, с увеличением мощности с. в. ч. колебаний коммутационный параметр падает. В ходе эксперимента обнаружено, что у некоторых образцов диодов с увеличением с. в. ч. мощности наступает небольшое необратимое изменение сопротивления. Это проявляется в том, что происходящее при увеличении мощности с. в. ч. рассогласование волноводного тракта полностью не устраняется при уменьшении мощности до прежнего уровня. Одновременно у других образцов диодов согласование восстанавливается по истечении некоторого времени, необходимого для остывания диода.

ВЫВОДЫ

Проведенные эксперименты показали, что коммутационный параметр диодов имеет сильный разброс даже для диодов одного типа. С увеличением с. в. ч. мощности коммутационный параметр

диода падает. Одновременно с этим происходит уменьшение активного сопротивления диода для каждого значения управляющего напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зимин Д. Б., Долженков А. А., К теории полупроводниковых выключателей с. в. ч. диапазона, Настоящий сборник.
2. Русин Ф. С., Скворцова Н. Е., Соколов Ю. Ф., Методы определения параметров выпрямляющего контакта точечных детекторов на с. в. ч. Сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», под ред. Я. А. Федотова, вып. 3, «Советское радио», 1958.

УДК 621.396.679.6.62-533.7.001.5

Инженеры *Д. Б. ЗИМИН, А. А. ДОЛЖЕНКОВ*

КОММУТАЦИОННЫЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛИ

В электрически управляемых с. в. ч. фазовращателях обычно используется изменение электрической длины участка канализирующей системы, например, с помощью феррита. Стабильность выходной фазы подобных устройств определяется стабильностью управляющего напряжения (или тока) и стабильностью характеристики феррита к изменению температуры, давления и т. п. При установке таких фазовращателей в антенне необходимы сложные управляющие схемы с соответствующей стабилизацией напряжений, подаваемых на каждый фазовращатель антенны. Кроме того, ферритовые фазовращатели требуют термостабилизации.

Для упрощения схемы управления можно применить дискретное изменение управляющего напряжения. При этом фаза каждого излучателя изменяется не непрерывно, а определенными фиксированными фазовыми скачками.

Однако при использовании в антеннах с дискретным управлением обычных ферритовых дискретно-управляемых фазовращателей ошибки, вызванные колебаниями управляющего напряжения и температуры окружающей среды, не уменьшаются, так как изменение фазы выхода осуществляется у них, по-прежнему, путем изменения (хотя и скачкообразного) управляющего напряжения.

Указанные недостатки дискретных фазовращателей могут быть в значительной степени уменьшены с помощью коммутационных фазовращателей [1], состоящих в общем случае из M коммутаторов и позволяющих менять фазу определенными фиксированными фазовыми скачками $\Delta\psi = 360°/M$. При этом создаваемый ими фазовый сдвиг зависит в основном от номера включенного коммутатора и слабо зависит от других факторов, в том числе и от величины управляющего напряжения. Последнее обстоятельство определяет одно из различий между обычными дискретными и коммутационными фазовращателями.

В настоящей работе приведены различные схемы коммутационных фазовращателей-излучателей и сделана попытка определить их предельные характеристики.

При анализе предельных характеристик основное внимание обращено на балансные переключатели-излучатели ($M=2$) и из-

лучатели на четыре положения ($M=4$), так как эти типы излучателей, особенно балансные, представляют наибольший практический интерес для коммутационного сканирования. Рассмотрение ведется применительно к использованию в качестве коммутаторов точечных полупроводниковых диодов.

1. ТИПЫ БАЛАНСНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ

Балансные переключатели позволяют получать два значения фазы излученного поля — 0 и 180°, в зависимости от включения того или иного коммутатора устройства. Этот эффект достигается возбуждением одного излучателя (вибратора, щели или открытого конца волновода) через коммутаторы двумя противофазными напряжениями.

По способу получения противофазных напряжений балансные переключатели можно разделить на две основные группы:

1. Переключатели, в которых используется неуправляемый фиксированный фазовый сдвиг на 180° в одной из двух линий, возбуждающих излучатель.

2. Переключатели, в которых используется переключение (перекрещивание) концов одной линии, возбуждающей излучатель.

Фиг. 1. Балансный переключатель с использованием фиксированного фазового сдвига на 180°.

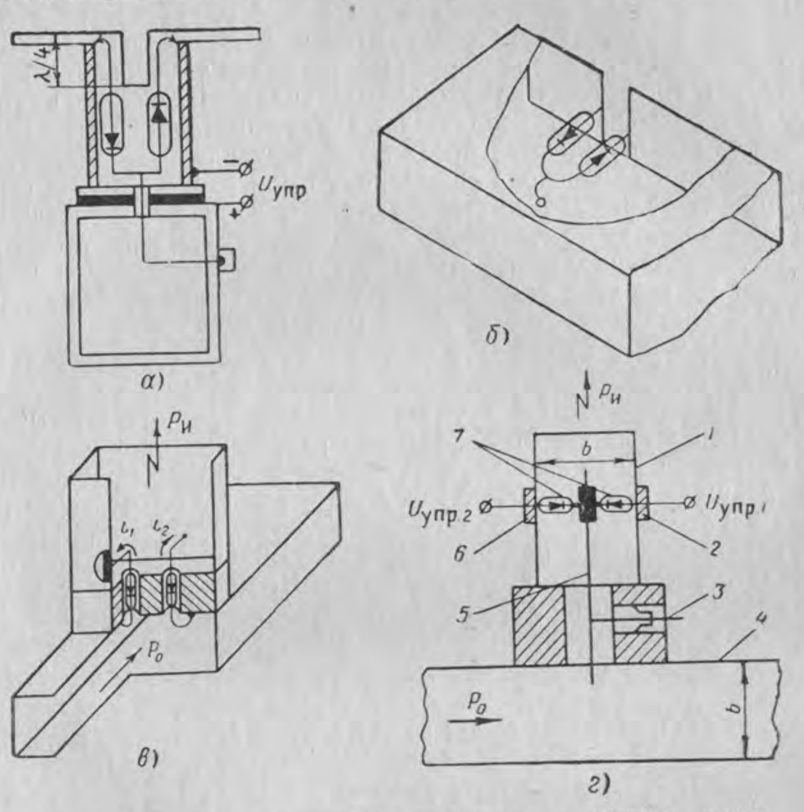
1—излучающий отрезок волновода, *2* и *8*—диодные коммутаторы, *3* и *7*—развязки, *4*—элемент связи, *5*—канализирующий волновод, *6*—диэлектрик, обеспечивающий фазовый сдвиг на 180°, *9*—металлическая перегородка.

Типовой переключатель первой группы (фиг. 1) состоит из отрезка волновода *1* с излучающим открытым концом, возбуждаемого канализирующим волноводом *5* с помощью элемента связи *4*. Излучающий отрезок волновода разделен металлической перегородкой *9* на два канала, один из которых заполнен диэлектриком *6*, обеспечивающим фазовый сдвиг проходящей по этому каналу волны на 180° по отношению к волне, проходящей по второму каналу. Переключение каналов осуществляется с помощью диодных коммутаторов *2* и *8*, управляющее напряжение $U_{упр}$ на которые подается через развязки *3* и *7*. Последние представляют собой в простейшем случае конденсаторы, предотвращающие просачивание мощности с. в. ч. в цепи управления.

Недостатком подобных устройств является их узкополосность; с этой точки зрения удобнее переключатели второй группы, в которых противофазность возбуждающего излучатель напряжения сохраняется в широкой полосе частот, определяемой лишь полосой применяемых канализирующих систем.

Некоторые схемы переключателей второй группы приведены на фиг. 2.

На фиг. 2, *а* показана схема вибратора, возбуждение которого осуществляется от основного волновода с помощью одной петли связи через коаксиальный канал с двумя диодами; один из диодов соединен с правым плечом вибратора, а другой — с левым. Симмет-



Фиг. 2. Балансные переключатели-излучатели, в которых используется переключение концов возбуждающей линии.

рирование вибратора осуществляется с помощью четвертьволновой щели в коаксиале. В этом же коаксиале, изолированном от волновода по цепи управления, расположены диоды; развязка осуществляется за счет емкости между основанием коаксиала и волноводом. При отсутствии управляющего напряжения излучения не происходит, так как сопротивление обоих диодов одинаково. Если между корпусом коаксиала и волноводом приложить управляющее напряжение, то схема разбалансируется и начнется излучение; если поменять полярность управляющего напряжения, то фаза излученного поля изменится на 180°.

Аналогичным образом можно осуществить балансный переключатель с использованием щелей. На фиг. 2, *б* изображена щель, прорезанная в узкой стенке волновода вдоль линии токов; возбуждение щели осуществляется двумя петлями, образованными полупроводниковыми диодами. Диоды соединены с разными сторонами щели и возбуждают ее противофазно.

Переключатель, приведенный на фиг. 2, *в*, состоит из отрезка волновода с излучающим открытым концом, возбуждение которого от основного канализирующего волновода с волной H_{10} осуществляется через два коаксиальных канала. В качестве внутренних жил коаксиалов использованы полупроводниковые диоды. Коаксиалы возбуждаются продольной составляющей магнитного поля основного волновода синфазно, но благодаря тому, что в излучающем волноводе внутренние жилы коаксиалов соединены с противоположными стенками, они возбуждают его противофазно. Можно, естественно, поступить наоборот: связь коаксиалов с излучающим волноводом сделать синфазной, а с возбуждающим — противофазной.

Схема другого балансного волноводного переключателя приведена на фиг. 2, *г*. В нем связь излучающего волновода *1* с канализирующим волноводом *4* осуществляется при помощи штыря *5*, установленного на строго одинаковом расстоянии от широких стенок излучающего волновода, и двух диодов *7*, замыкающих штырь с широкими стенками волновода *1* по высокой частоте через развязки *2* и *6*.

Управляющее напряжение прикладывается между корпусом переключателя и одной из развязок. Штырь замкнут с волноводом при помощи подстраиваемого четвертьволнового стакана *3*, служащего для замыкания цепи управления и подстройки связи.

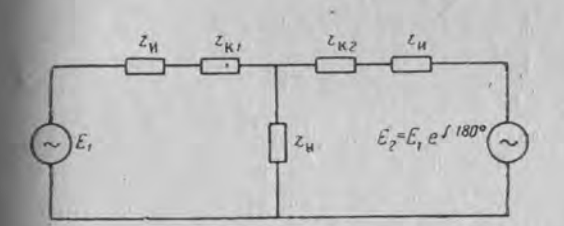
2. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ БАЛАНСНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ

Анализ работы балансных переключателей с полупроводниковыми коммутаторами проводится приближенным методом путем составления и исследования их эквивалентных схем. При этом считается, что выполняются все те предположения о схеме диодного коммутатора на с. в. ч., которые сформулированы в работе [2] при рассмотрении коммутируемых излучателей.

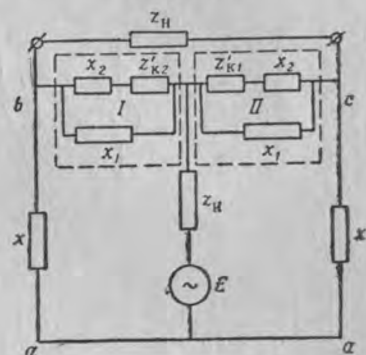
Анализ проводится с целью определения максимального к. п. д. и соответствующего ему коэффициента излучения при заданных коммутационных параметрах диодов. Знание указанных предельных характеристик облегчает практическое изготовление переключателей, так как эти характеристики показывают пределы, к которым следует стремиться при экспериментальной отработке, но превзойти которые в любой реальной конструкции невозможно. Кроме того, с их помощью можно легко связать коммутационный параметр диодов с предельными характеристиками коммутационной антенны по ее к. п. д. и длине и обосновать таким образом требования, предъявляемые к диодам.

Работу описанных балансных излучателей можно приближенно проанализировать с помощью двух основных эквивалентных схем, отображающих показанные на фиг. 2, *в* и *г* два способа связи балансного переключателя с канализирующим волноводом.

Первая эквивалентная схема изображена на фиг. 3. Она состоит из двух генераторов E_1 и E_2, э. д. с. которых сдвинуты по фазе на 180° относительно друг друга, а амплитуды и внутренние сопротивления $z_и$ одинаковы, и коммутаторов, сопротивления которых могут принимать два значения $z_{к1}$ и $z_{к2}$. Этой эквивалентной схемой могут описываться те излучатели, которые имеют два элемента связи с канализирующим волноводом (например, излучатель на фиг. 2, *в*), при предположении, что оба элемента связи, возбуждающие излучатель, взаимонезависимы, т. е. включение и выключение одного из коммутаторов не сказывается на поле элемента связи, соединенного с другим коммутатором.



Фиг. 3. Эквивалентная схема балансного переключателя, имеющего два взаимонезависимых элемента связи с канализирующим волноводом.



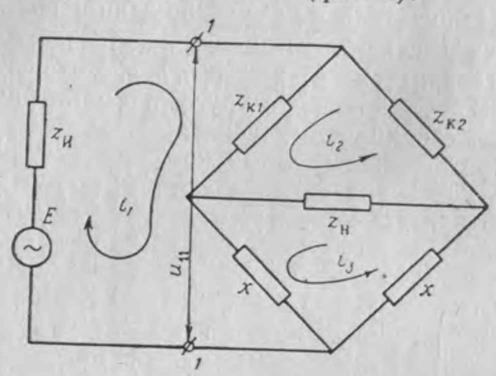
Фиг. 4. Эквивалентная схема балансного переключателя, имеющего один элемент связи с канализирующим волноводом.

Вторая эквивалентная схема изображена на фиг. 4 и соответствует другому крайнему случаю, когда излучатель возбуждается одним элементом связи. Рассмотрим назначение ее отдельных элементов применительно к излучателю, изображенному на фиг. 2, *г*. В этом случае генератор с внутренним сопротивлением $z_и$ отображает связь излучающего волновода с канализирующим, реактивный шунт x — реальный шунт, образованный в излучателе закороченным отрезком излучающего волновода до сечения, в котором расположены диоды; сопротивление нагрузки $z_н$ отображает сопротивление излучения открытого конца волновода, а сопротивления x_2 и x_1 — последовательные и параллельные реактивности элементов крепления коммутатора.

Заменив в эквивалентной схеме на фиг. 4 двухполюсники I и II эквивалентными сопротивлениями

$$z_{к2}=\frac{(z'_{к2}+jx_2)\,jx_1}{z'_{к2}+jx_1+j\,x_2}\ \text{и}\ z_{к1}=\frac{(z'_{к1}+jx_2)\,jx_1}{z'_{к1}+jx_1+jx_2},$$

приводим ее к схеме обычного моста (фиг. 5).



Фиг. 5. К анализу балансного переключателя.

Аналогичным способом к мостовой эквивалентной схеме могут быть приведены все другие балансные переключатели, связанные с канализирующим волноводом одним элементом связи.

3. АНАЛИЗ СХЕМЫ БАЛАНСНОГО ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯ

Эквивалентная схема балансного переключателя, показанная на фиг. 3, является частным случаем более общей схемы коммутационного фазовращателя, рассмотренной ниже. Здесь ограничимся лишь рассмотрением мостовой схемы (см. фиг. 5), анализ которой можно провести обычными методами электротехники, например методом контурных токов:

$$i_1(z_и+z_{к1}+jx)+i_2z_{к1}+i_3jx=E; \tag{1}$$

$$i_1z_{к1}+i_2(z_{к1}+z_{к2}+z_н)-i_3z_н=0; \tag{2}$$

$$i_1jx-i_2z_н+i_3(z_н+2jx)=0, \tag{3}$$

где i_1, i_2, i_3 — контурные токи, направление которых показано на фиг. 5;

$z_и=r_и+jx_и$ — внутреннее сопротивление генератора;

$z_{к1}=r_{к1}+jx_{к1}$, $z_{к2}=r_{к2}+jx_{к2}$ — два значения сопротивления коммутатора;

$z_н=r_н+jx_н$ — сопротивление нагрузки;

jx — реактивное сопротивление, включенное в плечи моста;

E — э. д. с. эквивалентного генератора.

При этом коэффициент излучения d, мощность потерь $P_п$ и к. п. д. η балансного переключателя (определения d, $P_п$ и η совпадают с приведенными в [2] определениями тех же величин для коммутируемого излучателя) выразятся формулами

$$d=\frac{|i_1|^2}{P_{пад}}\left|\frac{i_2}{i_1}-\frac{i_3}{i_1}\right|^2 r_н; \tag{4}$$

$$P_п=\frac{|i_1|^2}{P_{пад}}\left|1+\frac{i_2}{i_1}\right|^2 r_{к1}+\frac{|i_1|^2}{P_{пад}}\left|\frac{i_2}{i_1}\right|^2 r_{к2}; \tag{5}$$

$$\eta=\frac{d}{d+P_п}=\frac{\left|\frac{i_2}{i_1}-\frac{i_3}{i_1}\right|^2 r_н}{\left|\frac{i_2}{i_1}-\frac{i_3}{i_1}\right|^2 r_н+\left|1+\frac{i_2}{i_1}\right|^2 r_{к1}+\left|\frac{i_2}{i_1}\right|^2 r_{к2}}, \tag{6}$$

где $P_{пад}$ — мощность падающей волны в канализирующем волноводе.

Подставляя в выражение (6) значения i_2/i_1 и i_3/i_1, найденные из формул (2) и (3), получим следующее выражение для к. п. д.:

$$\eta=\frac{x^2|\Delta z_к|^2 r_н}{x^2|\Delta z_к|^2 r_н+|z_{к2}(z_н+2jx)+z_нjx|^2 r_{к1}+|z_{к1}(z_н+2jx)+z_нjx|^2 r_{к2}}, \tag{7}$$

где

$$\Delta z_к=z_{к2}-z_{к1}.$$

Максимум к. п. д. по комплексным переменным $z_{к1}$, $z_{к2}$ и $z_н$ не удалось найти из-за больших формальных трудностей. Однако по аналогии с результатами анализа коммутируемых излучателей [2] есть основания считать, что наличие реактивностей слабо скажется на предельных характеристиках балансного переключателя. Поэтому будем считать, что все сопротивления схемы, кроме $z_и$, активны, т. е. $z_{к1}=r_{к1}$, $z_{к2}=r_{к2}$, $z_н=r_н$, что всегда можно обеспечить в реальной схеме соответствующей настройкой излучателя.

При этом выражение для η можно преобразовать к следующему виду:

$$\eta=\frac{x^2|\Delta r_к|^2 r_н}{x^2(\Delta r_к)^2r_н+r_{к1}r_{к2}^2r_н^2+(2r_{к2}+r_н)^2x^2r_{к1}+r_{к1}^2r_{к2}r_н^2+(2r_{к1}+r_н)^2x^2r_{к2}}. \tag{8}$$

Нормируя все сопротивления по $r_{к1}$ (для простоты записи нормированные сопротивления записываются с помощью тех же индексов) и используя выражение для коммутационного параметра V, введенного в работе [4],

$$V=\frac{\Delta r_к}{r_{к1}}, \tag{9}$$

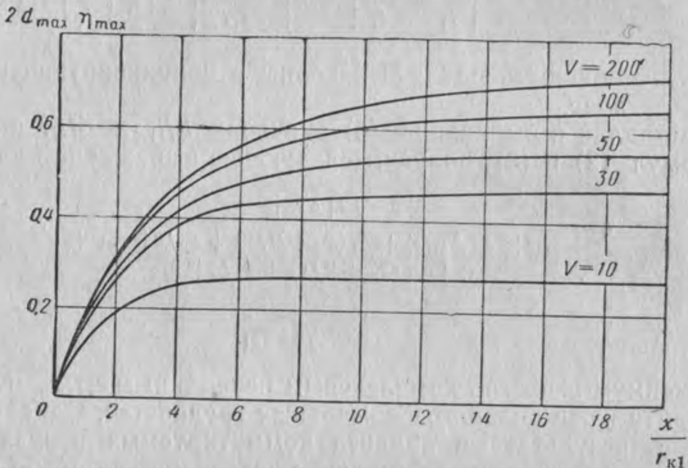
получаем окончательную формулу для к. п. д. балансного переключателя:

$$\eta=\frac{x^2V^2r_н}{r_н^2(1+V)(2+V)+x^2V^2r_н+x^2[2(1+V)+r_н]^2+x^2(1+V)(2+r_н)^2}. \qquad (10)$$

Дифференцируя (10) по $r_н$ и приравнивая производную к нулю, находим, что к. п. д. имеет максимум при

$$r_{н\,опт}=2x\sqrt{\frac{1+V}{1+V+x^2}}. \qquad (11)$$

Зависимость максимального по переменной $r_н$ к. п. д. балансного переключателя от величины сопротивления jx реактивного плеча



Фиг. 6. Зависимость максимального по переменной $r_н/r_{к1}$ к. п. д. и коэффициента излучения балансного переключателя от относительной величины сопротивления реактивного плеча схемы.

схемы, рассчитанная по формулам (10) и (11), приведена на фиг. 6.

Анализ выражений (10) и (11) показывает, что при $x\to\infty$ к. п. д. стремится к пределу, величина которого $\eta_{max\,max}$ определяется только коммутационным параметром V:

$$\eta_{max\,max}=\frac{V^2}{(2+V+2\sqrt{1+V})^2}. \qquad (12)$$

Оценим теперь максимальный коэффициент излучения, предполагая, что настройка на d_{max} производится изменением комплексного внутреннего сопротивления генератора $z_и$, которое не влияет на к. п. д., а все остальные элементы схемы настроены на максимум к. п. д.

Используя выражения (2) и (3), приведем формулу (4) к виду

$$d=\frac{|E|^2}{P_{пад}|z_и+z_{11}|^2}\;\frac{x^2|\Delta z_к|^2r_н}{|(z_{к1}+z_{к2})z_н+2jx(z_{к1}+z_{к2}+z_н)|^2}, \qquad (13)$$

где $z_{11}=\frac{u_{11}}{i_1}$ — входное сопротивление мостовой схемы (см. фиг. 5).

При симметричной связи излучателя с канализирующим волноводом входящая в формулу (13) э. д. с. эквивалентного генератора E связана с проходящей по согласованному волноводу мощностью $P_{пад}$ соотношением

$$\frac{E^2}{P_{пад}}=2r_и. \qquad (14)$$

Из выражения (13) видно, что максимум коэффициента излучения по переменной $z_и$ совпадает с максимумом по той же переменной первого множителя выражения (13). Этот максимум имеет место при

$$r_и=\operatorname{Re}z_{11} \qquad (15)$$

и

$$x_и+\operatorname{Im}z_{11}=0. \qquad (16)$$

Учитывая равенства (14), (15) и (16), получаем следующее выражение для d_{max}:

$$d_{max}=\frac{x^2|\Delta z_к|^2r_н}{2\operatorname{Re}z_{11}|(z_{к1}+z_{к2})z_н+2jx(z_{к1}+z_{к2}+z_н)|^2}. \qquad (17)$$

Выражая $\operatorname{Re}z_{11}$ через сопротивления схемы и полагая, что $z_{к1}=r_{к1}$, $z_{к2}=r_{к2}$ и $z_н=r_н$, получим, что максимальный по переменной $z_и$ коэффициент излучения численно равен половине к. п. д. балансного переключателя, который выражается формулой (7)

$$d_{max}=\frac{\eta}{2}. \qquad (18)$$

Очевидно при этом, что по переменной $r_н$ максимумы d и η совпадают.

В заключение отметим, что балансный переключатель можно осуществить с помощью только одного коммутатора. Для этого один из диодов следует заменить постоянным сопротивлением, величина которого r должна быть связана с диапазоном изменения сопротивления диода соотношением

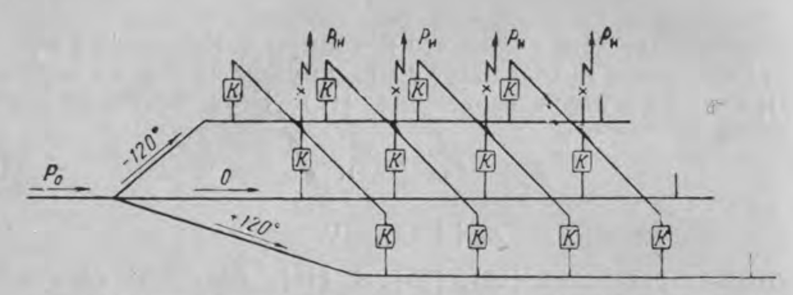
$$r=\frac{r_{к1}(2+V)}{2}. \qquad (19)$$

Оценку предельных характеристик такого переключателя можно производить по приведенным формулам и графикам, считая, что коммутационный параметр используемого диода уменьшен в два раза.

4. ТИПЫ КОММУТАЦИОННЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ

В настоящей работе исследуются следующие типы коммутационных фазовращателей-излучателей:

1. Коммутационные фазовращатели, использующие волноводные разветвления из M каналов, которые создают набор фиксированных фазовых сдвигов. Выход фазовращателя образуется путем соединения всех волноводных каналов в один через коммутаторы. Фаза выходного напряжения при этом определяется включением одного из коммутаторов, а величина $\Delta\psi = \frac{360°}{M}$ — количеством отдельных каналов.



Фиг. 7. Схема коммутационной антенны с излучателями на три положения. Использованы разветвления, несущие фиксированные фазовые сдвиги.

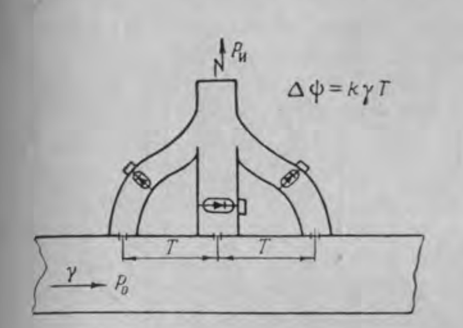
Примерная схема коммутационной антенны, использующей фазовращатели первого типа, показана на фиг. 7. В этой антенне каждый излучатель (обозначенный крестиком) возбуждается тремя каналами, в которых установлены коммутаторы. Эти каналы в свою очередь возбуждаются от трех параллельных волноводов, поля в которых сдвинуты по фазе относительно друг друга на угол 120°.

Фиксированные фазовые сдвиги можно также получить, возбуждая отдельные каналы разветвления от разных сечений канализирующего волновода, как показано на фиг. 8.

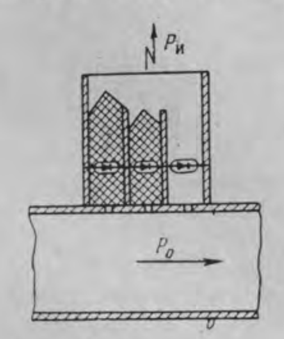
Для получения фиксированных фазовых сдвигов можно также использовать схему, приведенную на фиг. 9. В фазовращателе излучающий отрезок волновода разделен на три отдельных канала, которые заполнены диэлектриком на разную глубину, благодаря чему на выходах каналов поля сдвинуты по фазе относительно друг друга на угол 120°. В каждом канале установлен коммутатор.

2. Коммутационные фазовращатели, использующие естественные фазовые сдвиги между различными составляющими поля в поперечном сечении волновода. В качестве примера на фиг. 10 приведена схема фазовращателя-излучателя сантиметрового диапазона на четыре положения ($\Delta\psi = \pi/2$).

Фазовращатель-излучатель состоит из отрезка волновода *1* с излучающим открытым концом, связанного с помощью четырех коаксиальных каналов *2*, *3*, *4*, *5* с канализирующим волноводом *6*,

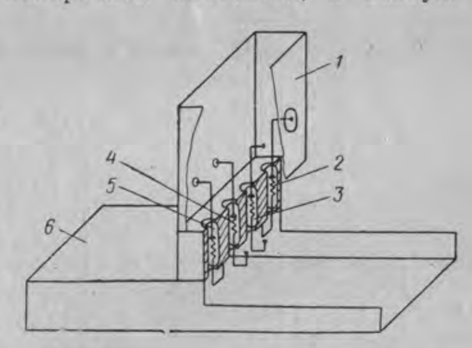


Фиг. 8. Коммутационный излучатель на три положения, использующий волноводное разветвление, которое возбуждается от разных сечений канализирующего волновода.



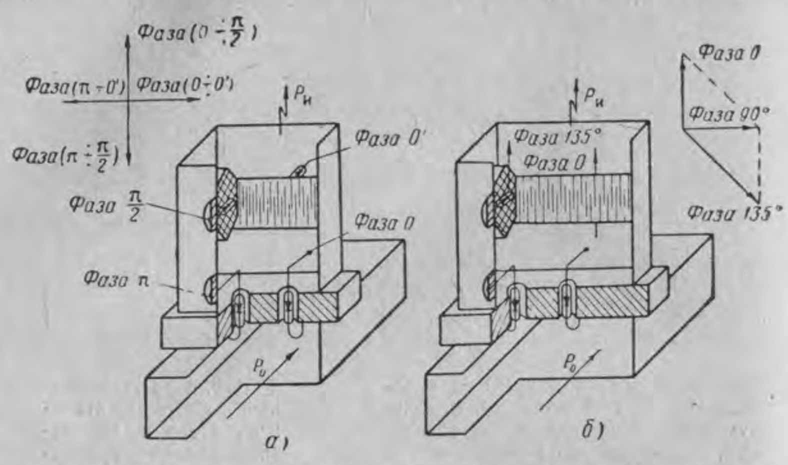
Фиг. 9. Коммутационный фазовращатель-излучатель с использованием фиксированных фазовых сдвигов, получаемых за счет диэлектрика.

по которому распространяется волна типа H_{10}. В качестве внутренних жил коаксиалов использованы полупроводниковые диоды. Два коаксиала *2* и *5* связаны с канализирующим волноводом петлями, расположенными в его поперечной плоскости, и возбуждаются продольной составляющей магнитного поля; два других коаксиала связаны с волноводом продольными петлями и возбуждаются от поперечной составляющей. Э. д. с., возбуждающие каждую пару коаксиалов, оказываются при этом сдвинутыми по фазе на 90° относительно друг друга в соответствии со сдвигом фаз между продольными и поперечными составляющими магнитного поля в канализирующем волноводе. Каждая пара коаксиалов, как видно из фиг. 10, возбуждает излучающий отрезок волновода в противофазе. Включая тот или иной диод, можно получить одно из следующих значений фазы излученного поля: 0, 90, 180, 270°, затем опять 0 и т. д., т. е. управлять фазой скачками через 90°. Величина фазового скачка может быть сделана теоретически



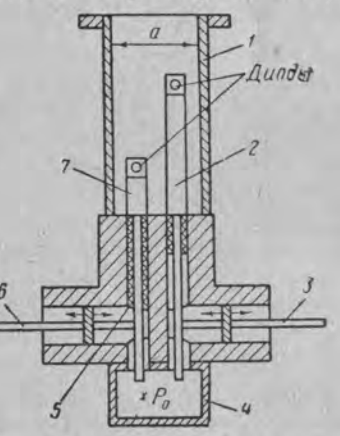
Фиг. 10. Коммутационный фазовращатель, использующий естественные фазовые сдвиги между различными составляющими поля в поперечном сечении волновода.

сколь угодно малой путем размещения в канализирующем волноводе дополнительных петель, развернутых на промежуточные углы.



Фиг. 11. Коммутационные фазовращатели, использующие комбинацию балансной схемы со схемой переключателя фазы на 90°.

3. Комбинированные схемы коммутационных фазовращателей. К наиболее простым коммутационным фазовращателям этого типа относятся фазовращатели, составной частью которых являются балансные схемы.



Фиг. 12. Коммутационный фазовращатель на четыре положения, состоящий из двух балансных схем.

Три схемы таких устройств приведены на фиг. 11 и 12. На фиг. 11, *а* приведена схема коммутационного фазовращателя на четыре положения ($\Delta\psi=\pi/2$), состоящего из балансного переключателя (схему см. на фиг. 2, *в*), в излучающем отрезке волновода которого размещен дополнительный переключатель фазы на два положения 0—90°, собранный по схеме, аналогичной схеме на фиг. 1. Балансный и дополнительный переключатели оказываются, таким образом, включенными последовательно и позволяют управлять фазой излученного поля скачками через 90°. (Последовательность включения диодов для получения различных значений фаз излученного поля показана на фиг. 11, *а*).

Излучатель, изображенный на фиг. 11, *б*, отличается от предыдущего лишь способом получения дополнительного сдвига в 90°. В этом устройстве излучающий волновод также разделен на две части, но коммутатор имеется только в одной половине волновода, которая заполнена диэлектриком, благодаря чему фаза проходящей волны приобретает сдвиг в 135° относительно фазы поля на выходе второй половины. При выключенном дополнительном коммутаторе фаза выходного напряжения определяется включенным коммутатором балансной схемы; при включении дополнительного коммутатора фаза выходного напряжения изменяется дополнительно на 90° в результате векторного сложения полей обеих половин излучающего волновода (см. векторную диаграмму в правой части фиг. 11, *б*).

На фиг. 12 приведена схема коммутационного фазовращателя на четыре положения, состоящая из двух балансных схем (см. фиг. 2, *г*), возбуждение которых осуществляется напряжениями, сдвинутыми по фазе на 90°. Фазовращатель состоит из излучающего волновода *1*, в котором установлены два штыря *2* и *7* в плоскости, проходящей через продольную ось волновода *1* параллельно его широким стенкам. Эти штыри являются продолжениями внутренних жил двух коаксиалов, возбуждаемых канализирующим волноводом *4*. Один из коаксиалов заполнен диэлектриком *5*, благодаря чему создается фазовый сдвиг в 90° между напряжениями на выходах коаксиалов. Возбуждение излучающего волновода осуществляется с помощью двух пар диодов, установленных в плоскости, перпендикулярной плоскости фигуры.

Отметим следующие преимущества коммутационного фазовращателя по сравнению с обычными непрерывными и дискретными фазовращателями:

1. Фаза на выходе коммутационного фазовращателя определяется не величиной управляющего напряжения, а лишь включением его на тот или иной коммутатор, что позволяет упростить управляющее устройство коммутационной антенны.

2. Управляющие элементы коммутационного фазовращателя работают в режиме коммутации, при котором используются только две крайние области их характеристик. Вследствие этого нестабильности управляющего напряжения и температуры слабо влияют на выходную фазу.

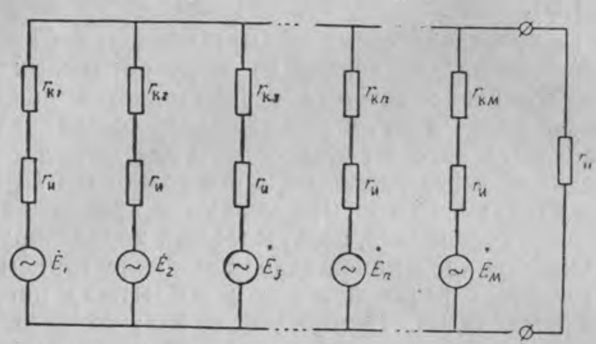
Действительно, в случае идеальных коммутаторов с двумя возможными сопротивлениями 0 и ∞ это влияние вообще исчезает. Для реального коммутатора в открытом состоянии его сопротивление значительно меньше сопротивления остальных элементов цепи и поэтому слабо влияет на амплитуду и фазу выходного напряжения.

Следует также отметить, что любой коммутационный фазовращатель может работать в режиме непрерывного фазовращателя при замене коммутаторов амплитудными модуляторами и при плавном изменении управляющих напряжений на модуляторах. Однако обычные непрерывные и дискретные фазовращатели не могут работать в коммутационном режиме.

5. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ КОММУТАЦИОННЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ

Работа коммутационных фазовращателей, в которых набор фиксированных фазовых сдвигов получается путем использования волноводных разветвлений из M каналов, может быть приближенно проанализирована с помощью эквивалентной схемы, изображенной на фиг. 13.

Схема состоит из M генераторов, э. д. с. которых сдвинуты по фазе на угол $\Delta\psi = 360°/M$ относительно друг друга; коммутаторов с управляемыми сопротивлениями $r_{\text{к}\,n}$, включенными последо-



Фиг. 13. Эквивалентная схема коммутационного фазовращателя.

вательно с внутренними сопротивлениями генераторов $r_и$, и одного сопротивления нагрузки, на которое работают все генераторы.

В частном случае, при $M=2$, схема переходит в балансную, изображенную на фиг. 3.

Схемой на фиг. 13 можно описывать такие коммутационные фазовращатели, в которых напряжения разных фаз на одном излучателе получаются с помощью M каналов, причем входные напряжения этих каналов слабо связаны одно с другим, как например в фазовращателе, изображенном на фиг. 7. Только в этом случае каждый канал, возбуждающий излучатель, можно изобразить эквивалентным генератором, э. д. с. которого не зависит от напряжения в соседних каналах. В большинстве фазовращателей первого типа это условие не соблюдается. Однако, как будет показано ниже, предельные характеристики описываемой схемы для частного случая двух генераторов $M=2$ почти совпадают с предельными характеристиками схемы с одним генератором (см. фиг. 4). Поэтому можно считать, что наличие связи между эквивалентными генераторами не сильно сказывается на предельных характеристиках соответствующих фазовращателей и допустимо использовать результаты расчеты схемы, приведенной на фиг. 13, для ориентировочной оценки предельных характеристик других коммутационных фазовращателей, в том числе и таких, которые могут быть описаны комбинацией эквивалентных схем на фиг. 3 (или фиг. 13) и фиг. 4. К таким относятся фазовращатели второго и третьего типа.

Анализ схемы, изображенной на фиг. 13, проведен для определения максимального к. п. д. Учитывая, что настройка схемы одиночного коммутируемого излучателя на максимум d и η получается при активных сопротивлениях схемы [2], полагаем, что все сопротивления эквивалентной схемы коммутационного фазовращателя также активны.

6. АНАЛИЗ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ СХЕМЫ КОММУТАЦИОННОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

Для определения к. п. д. предварительно найдем напряжение на нагрузке u, считая, что все коммутаторы, кроме одного n-го, выключены и обладают сопротивлением $r_{к2} = r_{к1} + \Delta r_к$ (где $r_{к1}$ — сопротивление включенного n-го коммутатора):

$$u = E\,\frac{\sum\limits_{k=1}^{n-1} e^{jk\Delta\psi}\dfrac{1}{r_{к2}+r_и} + e^{jn\Delta\psi}\dfrac{1}{r_{к1}+r_и} + \sum\limits_{k=n+1}^{M} e^{jk\Delta\psi}\dfrac{1}{r_{к2}+r_и}}{\dfrac{1}{r_н} + (M-1)\dfrac{1}{r_{к2}+r_и} + \dfrac{1}{r_{к1}+r_и}}. \tag{20}$$

Преобразуем формулу (20), учитывая, что

$$\Delta\psi = \frac{360°}{M}. \tag{21}$$

Следовательно,

$$\sum_{k=1}^{n-1} e^{jk\Delta\psi} + \sum_{k=n+1}^{M} e^{jk\Delta\psi} = -e^{jn\Delta\psi}. \tag{22}$$

В результате преобразований получим

$$u = \frac{E\,\Delta r_к r_н e^{jn\Delta\psi}}{(r_{к1}+\Delta r_к + r_и)(r_{к1}+r_и) + r_н\,[M\,(r_{к1}+r_и)+\Delta r_к]}. \tag{23}$$

Из этого выражения следует, что при идентичности всех выключенных ветвей схемы фаза напряжения нагрузки определяется только фазой включенной ветви.

Пронормируем величины сопротивлений в (23) по сопротивлению $r_{к1}$ и с учетом (9) получим

$$u = \frac{EVr_н e^{jn\Delta\psi}}{(1+r_и)(1+V+r_и) + r_н\,[M\,(1+r_и)+V]}. \tag{24}$$

Найдем коэффициент передачи

$$d = \frac{|u|^2}{P_{пад} r_н}. \tag{25}$$

Подставляя в это выражение формулу (24) и учитывая (14), получаем

$$d=\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{н}}V^2}{\{(1+r_{\text{н}})(1+V+r_{\text{н}})+r_{\text{н}}[M(1+r_{\text{н}})+V]\}^2}. \qquad (26)$$

Теперь определим мощность потерь, рассеиваемую в активных сопротивлениях коммутаторов. Потери в k-й ветви схемы равны:

$$P_{\text{п}}(k)=\frac{2r_{\text{н}}\,|u_1e^{jn\Delta\psi}-e^{jk\Delta\psi}|^2}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}2})^2}\,r_{\text{к}2}=$$

$$=\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{к}2}}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}2})^2}\,[u_1^2+1-2u_1\cos(n-k)\,\Delta\psi], \qquad (27)$$

где

$$u_1=\frac{Vr_{\text{н}}}{(1+r_{\text{н}})(1+V+r_{\text{н}})+r_{\text{н}}[M(1+r_{\text{н}})+V]}. \qquad (28)$$

Найдем суммарные потери во всех ветвях схемы, кроме n-й:

$$\sum_{k=1}^{M}P_{\text{п}}\underset{k\neq n}{(k)}=\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{к}2}}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}2})^2}\Bigg[(u_1^2+1)(M-1)-$$

$$-2u_1\sum_{\substack{k=1\\k\neq n}}^{M}\cos(n-k)\,\Delta\psi\Bigg]. \qquad (29)$$

Преобразовывая последний член в уравнении (29) и учитывая выражение (21), получаем

$$2u_1\sum_{k=1}^{M}\cos\underset{k\neq n}{(n-k)}\,\Delta\psi=$$

$$=2u_1\left[\sum_{k=1}^{M}\cos(n-k)\Delta\psi-1\right]=-2u_1. \qquad (30)$$

Тогда

$$\sum_{k=1}^{M}P_{\text{п}}\underset{k\neq n}{(k)}=\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{к}2}}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}2})^2}\,[(u_1^2+1)(M-1)+2u_1]. \qquad (31)$$

Определим теперь потери во включенном n-м коммутаторе:

$$P_{\text{п вкл}}=\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{к}1}}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}1})^2}\,(u_1-1)^2. \qquad (32)$$

Полные потери в схеме определяются суммой выражений (31) и (32):

$$P_{\text{п}}=\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{к}2}}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}2})^2}\,[(u_1^2+1)(M-1)+2u_1]+$$

$$+\frac{2r_{\text{н}}r_{\text{к}1}}{(r_{\text{н}}+r_{\text{к}1})^2}\,(u_1-1)^2. \qquad (33)$$

Произведя в последнем выражении простые преобразования с учетом (9), получаем окончательно

$$P_{\text{п}}=\frac{2r_{\text{н}}(1+V)(u_1^2+1)M}{(r_{\text{н}}+1+V)^2}+(u_1-1)^2\times$$

$$\times\left[\frac{2r_{\text{н}}}{(r_{\text{н}}+1)^2}-\frac{2r_{\text{н}}(1+V)}{(r_{\text{н}}+1+V)^2}\right]. \qquad (34)$$

К. п. д. излучателя выражается формулой

$$\eta=\frac{d}{d+P_{\text{п}}}. \qquad (35)$$

При настройке схемы на максимум к. п. д. путем изменения $r_{\text{н}}$ соответствующее значение $r_{\text{н}}=r_{\text{н.опт}}$ найдем путем решения уравнения

$$\frac{d\eta}{dr_{\text{н}}}=0. \qquad (36)$$

После подстановки в эту формулу значения η, определяемого формулами (35), (34), (28) и (26), и дифференцирования получается весьма громоздкое уравнение, решив которое можно найти следующее значение $r_{\text{н.опт}}$:

$$r_{\text{н.опт}}=\frac{a}{\sqrt{V^2+b^2-\dfrac{2f}{c+f}Vb}}, \qquad (37)$$

где

$$a=(1+r_{\text{н}})(1+V+r_{\text{н}});$$

$$b=M(1+r_{\text{н}})+V;$$

$$c=\frac{2Mr_{\text{н}}(1+V)}{(r_{\text{н}}+1+V)^2};$$

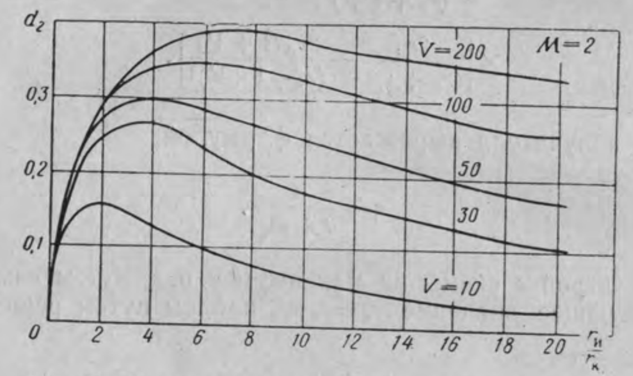
$$f=\frac{2r_{\text{н}}}{(r_{\text{н}}+1)^2}-\frac{2r_{\text{н}}(1+V)}{(r_{\text{н}}+1+V)^2}. \qquad (38)$$

Подставив значения $r_{\text{н.опт}}$ в формулы (26), (34) и (35), получим следующие выражения, определяющие коэффициент излучения и к. п. д. схемы, соответствующие $r_{\text{н.опт}}$:

$$d = \frac{2 r_{\text{и}} r_{\text{н. опт}} V^2}{(a + r_{\text{н. опт}} b)^2}; \qquad (39)$$

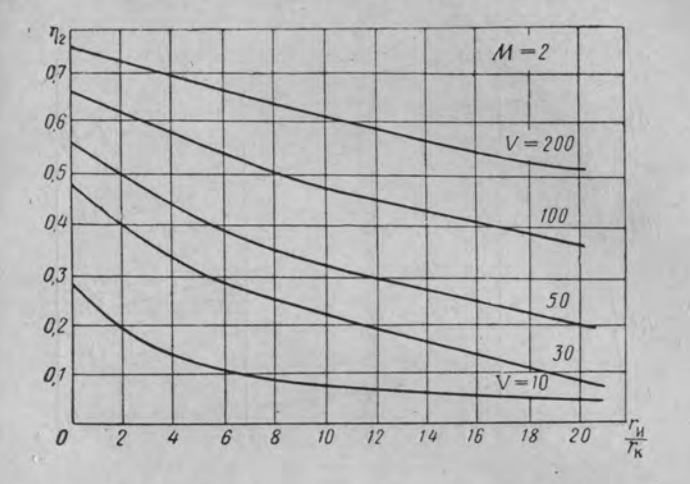
$$\eta = \frac{d}{d + c\left[\left(\frac{V r_{\text{н. опт}}}{a + b r_{\text{н. опт}}}\right)^2 + 1\right] + f\left(\frac{V r_{\text{н. опт}}}{a + b r_{\text{н. опт}}} - 1\right)}. \qquad (40)$$

Графики, рассчитанные по формулам (39) и (40) для $M=2$ и $M=4$, приведены на фиг. 14—19. Эти графики показывают, что

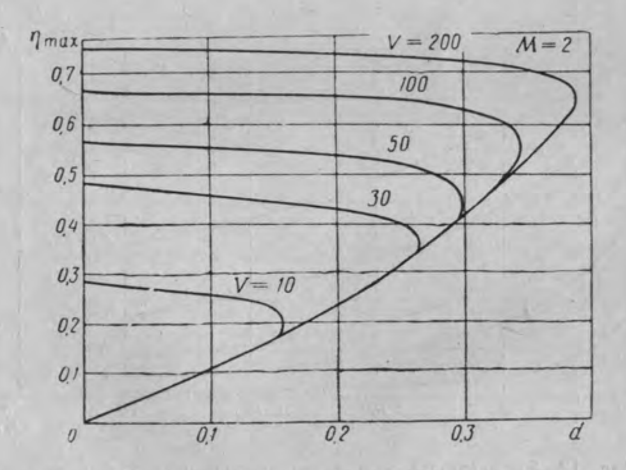


Фиг. 14. Зависимость коэффициента излучения балансного переключателя от величины нормированного внутреннего сопротивления эквивалентных генераторов.

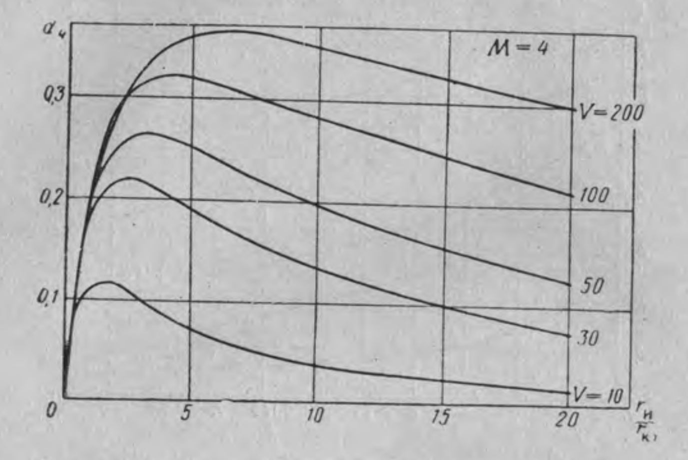
каждому значению коэффициента излучения соответствует свой максимальный к. п. д., определяемый только коммутационным параметром диода. Его величину можно найти с помощью приведенных графиков следующим образом: сначала из фиг. 14 или 17 определяют величину $r_{\text{и}}/r_{\text{к1}}$, соответствующую необходимому коэффициенту излучения d и заданному коммутационному параметру V; затем по кривым фиг. 15 или 18 находят максимальный к. п. д., соответствующий этим значениям V и $r_{\text{и}}/r_{\text{к1}}$. Таким путем строятся графики, непосредственно связывающие коэффициент излучения и максимальный к. п. д., которые приведены на фиг. 16 для $M=2$ и на фиг. 19 для $M=4$. Приведенные графики показывают, что каждому значению d в общем случае соответствуют два значения к. п. д. Эта двузначность вызвана двузначной зависимостью $\frac{r_{\text{и}}}{r_{\text{к1}}} = f(d)$ (см. фиг. 14 и 17). Максимальным к. п. д. является наибольший из двух, определяемый по графикам на фиг. 16 и 19.



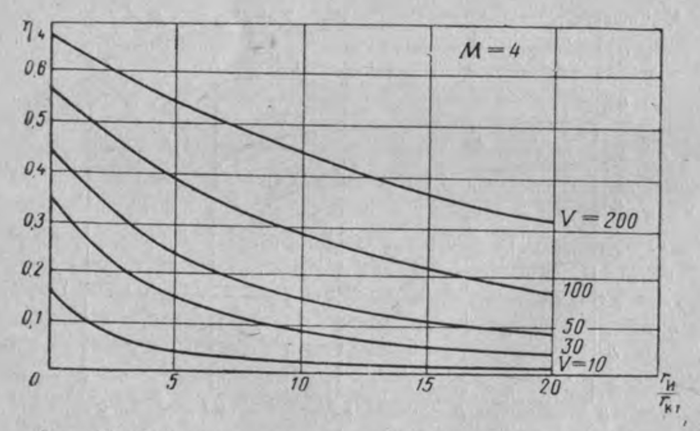
Фиг. 15. Зависимость к. п. д. балансного переключателя от величины нормированного внутреннего сопротивления эквивалентных генераторов.



Фиг. 16. Зависимость максимального к. п. д. балансного переключателя от коэффициента излучения.



Фиг. 17. Зависимость коэффициента излучения коммутационного фазовращателя на четыре положения от величины нормированного внутреннего сопротивления эквивалентных генераторов.



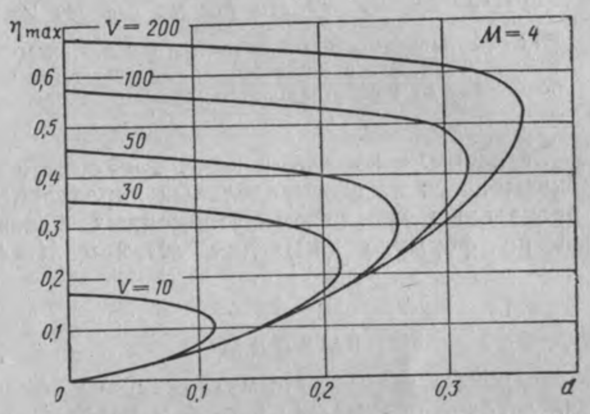
Фиг. 18. Зависимость к. п. д. коммутационного фазовращателя на четыре положения от величины нормированного внутреннего сопротивления эквивалентных генераторов.

Сравнение фиг. 16 и 19 показывает, что уменьшение к. п. д. излучателя на четыре положения по сравнению с к. п. д. излучателя на два положения при больших значениях V сравнительно невелико, но при уменьшении V разница увеличивается.

Из графиков также видно, что при уменьшении коэффициента излучения максимальный к. п. д. излучателя растет и стремится к некоторому пределу. Этот предел ($\eta_{max\,max}$) можно найти из формулы (40) при $r_и \to 0$:

$$\eta_{max\,max} = \frac{V^2}{(M + V + \sqrt{M^2 + 2MV})^2}\,. \tag{42}$$

Сравним теперь полученные предельные характеристики для схемы с двумя генераторами ($M=2$) с найденными выше предель-

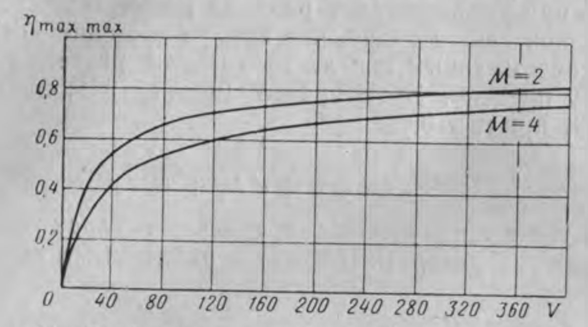


Фиг. 19. Зависимость максимального к. п. д. коммутационного фазовращателя на четыре положения от коэффициента излучения.

ными характеристиками схемы с одним генератором. Легко заметить, что полученная для максимального к. п. д. балансного переключателя формула (12) является частным случаем выражения (42) при $M=2$. Вместе с тем, предельно большой к. п. д. схемы с двумя генераторами соответствует нулевому коэффициенту излучения, в то время как для балансной схемы с одним генератором имеет место соотношение (18).

Однако из графиков фиг. 16 видно, что к. п. д. этого излучателя при большом V в области, близкой к $\eta_{max\,max}$, слабо зависит от коэффициента излучения (верхние ветви кривых идут почти параллельно оси абсцисс). Поэтому приближенно можно считать, что предельно большой к. п. д. схемы будет не только при $d=0$, но и при максимальном коэффициенте излучения, определяемом точками перегиба кривых на фиг. 16. В этих точках приближенно выполняется условие (18), причем точность его выполнения растет с ростом коммутационного параметра.

Следовательно, все предельные характеристики схемы с двумя генераторами близки к предельным характеристикам схемы с одним генератором. Отсюда в свою очередь следует, что наличие



Фиг. 20. Зависимость максимального к. п. д. коммутационных фазовращателей на два и четыре положения от коммутационного параметра диодов.

связи между отдельными каналами коммутационного фазовращателя слабо сказывается на его предельных характеристиках.

График предельных к. п. д. коммутационных фазовращателей, рассчитанный по формуле (42) для $M=2$ и $M=4$, приведен на фиг. 20.

ВЫВОДЫ

1. Путем настройки схемы коммутационного фазовращателя можно получить такой оптимальный режим работы, при котором к. п. д. максимален, слабо зависит от коэффициента излучения и приближенно определяется лишь коммутационным параметром диодов.

2. Максимальные к. п. д. и соответствующие им коэффициенты излучения коммутационного фазовращателя на четыре положения и балансного переключателя мало отличаются друг от друга. Например, при $V=100$ максимальный к. п. д. переключателя на два положения составляет 0,67, фазовращателя на четыре положения 0,56. При этом коэффициент излучения переключателя на два положения может лежать в пределах 0—0,32, фазовращателя на четыре положения 0—0,3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерюгин Л. Н., Долженков А. А., Зимин Д. Б., Электрически управляемый фазовращатель. Авторское свидетельство № 148443 с приоритетом от 11 апреля 1961 г.

2. Зимин Д. Б., Долженков А. А., К теории полупроводниковых выключателей с. в. ч. диапазона, Настоящий сборник.

УДК (621.396.679.6+62-59) 62-523.001.5 : 621.396.965

Канд. техн. наук *М. Г. КУЗНЕЦОВ*

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ И ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ СКАНИРУЮЩИХ АНТЕНН

В антенной технике большое внимание уделяется разработке электрических способов управления диаграммой направленности с помощью сред с управляемыми параметрами (ферриты, сегнетоэлектрики, полупроводники, плазма и другие). На основе этих сред можно создать электрически управляемые фазовращатели, входящие в состав антенны. При этом одним из основных вопросов является обеспечение минимальных потерь при заданном угле поворота фазы. Однако было замечено, что всегда потери возрастают при увеличении управляемого фазового сдвига. Делались попытки построить фазовращатели с управляемой средой, заполняющего его лишь частично и особым образом включенной относительно пучностей и узлов поля, причем предполагалось, что это снизит потери.

Ниже показано, что таким способом существенных выигрышей получить нельзя. Однако можно уменьшить потери, не связанные с активной средой, до минимальных.

1. СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ С УПРАВЛЯЕМОЙ СРЕДОЙ

Рассмотрим особенности различных включений среды в фазовращатель (фиг. 1) и закономерности, связывающие потери с фазовой чувствительностью при изменении свойств среды. Будем считать, что фазовращатель имеет одинаковые размеры и форму входных и выходных клемм и нагружен на повторное сопротивление (т. е. рассмотрим режимы его согласованного включения в волноводный тракт). При этом электрическое и магнитное поле в выходном и входном сечениях S_2 и S_1 связаны зависимостью

$$\left.\begin{aligned} \dot{\bar{E}}_2(x, y) &= \dot{\bar{E}}_1(x, y)\, e^{-j\psi}, \\ \dot{\bar{H}}_2(x, y) &= \dot{\bar{H}}_1(x, y)\, e^{-j\psi}, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где ψ — фазовый сдвиг. (При наличии потерь к $-j\psi$ необходимо прибавить коэффициент затухания α).

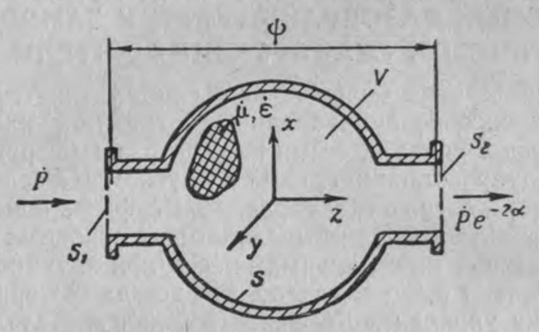
На внутреннюю структуру фазовращателя и объемное распределение магнитной и диэлектрической проницаемостей

$$\left.\begin{array}{l}\dot{\mu}(x, y, z)=\mu'-j\mu'' \\ \dot{\varepsilon}(x, y, z)=\varepsilon'-j\varepsilon''\end{array}\right\}, \qquad (2)$$

ограничений не налагаем, но будем считать, что

$$\mu''\ll\mu', \quad \varepsilon''\ll\varepsilon', \quad \alpha\ll\psi. \qquad (3)$$

Допущение $\alpha\ll\psi$ справедливо лишь для полос прозрачности фазовращателя, рассматриваемого как идеальный фильтр.



Фиг. 1. Общий вид фазовращателя с управляющей средой.

При этом средняя во времени электрическая и магнитная энергии фазовращателя связаны соотношением

$$\int\limits_V \frac{\varepsilon'\dot{\vec{E}}\dot{\vec{E}}^*}{4}\,dV=\int\limits_V \frac{\mu'\dot{\vec{H}}\dot{\vec{H}}^*}{4}\,dV-\frac{\alpha}{\omega}\operatorname{Im}\dot{P}, \qquad (4)$$

где ω — круговая частота;

α — коэффициент затухания;

$\operatorname{Im}\dot{P}$ — мнимая часть от поступающей на вход комплексной мощности $\dot{P}$;

V — объем фазовращателя.

Коэффициент затухания связан с мощностью потерь в фазовращателе $P_{\text{п}}$ зависимостью

$$2\operatorname{Re}\dot{P}\alpha=P_{\text{п}}=2\omega\int\limits_V\left(\frac{\mu''\dot{\vec{H}}\dot{\vec{H}}^*}{4}+\frac{\varepsilon''\dot{\vec{E}}\dot{\vec{E}}^*}{4}\right)dV+$$

$$+2\omega\int\limits_S\frac{\mu_S\dot{\vec{H}}\dot{\vec{H}}^*}{4}\,0{,}5\,\delta_0\,dS, \qquad (5)$$

где S — боковая поверхность.

Объемный интеграл учитывает потери в среде, поверхностный — потери на боковых стенках. При этом δ_0 и μ_S — соответственно глубина проникновения поля в металл и магнитная проницаемость материала стенок.

Соотношения (4) и (5) представляют запись известной теоремы Умова—Пойтинга при наличии потерь в среде. Из этих соотношений, в частности, следует, что при $\alpha=0$ электрическая и магнитная энергии фазовращателя равны.

Запишем выражение для фазовой чувствительности фазовращателя к изменению свойств среды, пренебрегая при этом влиянием потерь. Для этого необходимо рассмотреть два близких стационарных состояния фазовращателя, различающихся состоянием управляющей среды, и найти приращение фазового сдвига $\delta\psi$, обусловленное внесенными изменениями $\delta\mu'(x, y, z)$ и $\delta\varepsilon'(x, y, z)$. Пусть исходное состояние I характеризуется величинами

$$\psi, \ \omega\mu'(x, y, z), \ \omega\varepsilon'(x, y, z), \ \dot{\vec{H}}(x, y, z), \ \dot{\vec{E}}(x, y, z). \qquad (6)$$

Второе стационарное состояние II будет характеризоваться величинами

$$\psi+\delta\psi, \ \omega\mu'+\delta(\omega\mu'), \ \omega\varepsilon'+\delta(\omega\varepsilon'), \ \dot{\vec{H}}+\delta\dot{\vec{H}}, \ \dot{\vec{E}}+\delta\dot{\vec{E}}. \qquad (7)$$

Поле в обоих состояниях удовлетворяет системе уравнений Максвелла

$$\left.\begin{array}{l}\operatorname{rot}\dot{\vec{H}}=j\omega\varepsilon'\dot{\vec{H}}; \\ \operatorname{rot}\dot{\vec{E}}=j\omega\mu'\dot{\vec{H}}.\end{array}\right\} \qquad (8)$$

Подставляя в эту систему величины (6) и (7) и записывая разности выражений для состояний II и I, получим соотношения для приращений

$$\left.\begin{array}{l}\operatorname{rot}\delta\dot{\vec{H}}=j\,[\omega\varepsilon'\delta\dot{\vec{E}}+\dot{\vec{E}}\delta(\omega\varepsilon')]; \\ \operatorname{rot}\delta\dot{\vec{E}}=-j[\omega\mu'\delta\dot{\vec{H}}+\dot{\vec{H}}\delta(\omega\mu')].\end{array}\right\} \qquad (9)$$

В них сохранены лишь члены I-го порядка малости и отброшены произведения приращений.

Составим выражение

$$-\frac{1}{4}\operatorname{div}\{[\delta\dot{\vec{E}}\dot{\vec{H}}^*]-[\dot{\vec{E}}\delta\dot{\vec{H}}^*]\}=$$

$$=-\frac{1}{4}\{(\dot{\vec{H}}^*\operatorname{rot}\delta\dot{\vec{E}}-\delta\dot{\vec{E}}\operatorname{rot}\dot{\vec{H}}^*)-(\delta\dot{\vec{H}}^*\operatorname{rot}\dot{\vec{E}}-\dot{\vec{E}}\operatorname{rot}\delta\dot{\vec{H}}^*)\}$$

16 1870

и подставим в него значения $\mathrm{rot}\,\dot{\bar H}^*$, $\mathrm{rot}\,\dot{\bar E}$, $\mathrm{rot}\,\delta\dot{\bar H}^*$ и $\mathrm{rot}\,\delta\dot{\bar E}$ из формул (8) и (9). Тогда в конечном счете получим*

$$-\frac{1}{4}\,\mathrm{div}\,\{[\delta\dot{\bar E}\,\dot{\bar H}^*]-[\dot{\bar E}\delta\dot{\bar H}^*]\}=$$

$$=\frac{1}{2}\,[\omega\mu'\,\mathrm{Im}\,(\dot{\bar H}\delta\dot{\bar H}^*)-\omega\varepsilon'\,\mathrm{Im}\,(\dot{\bar E}\delta\dot{\bar E}^*)]+$$

$$+j\left[\frac{\delta(\omega\mu')\,\dot{\bar H}\dot{\bar H}^*}{4}+\frac{\delta(\omega\varepsilon')\,\dot E\,\dot E^*}{4}\right],$$

где

$$\mathrm{Im}\,(\dot{\bar H}\delta\dot{\bar H}^*)=\frac{1}{2j}\,(\dot{\bar H}\delta\dot{\bar H}^*-\dot{\bar H}^*\delta\dot{\bar H}),$$

$$\mathrm{Im}\,(\dot{\bar E}\delta\dot{\bar E}^*)=\frac{1}{2j}\,(\dot{\bar E}\delta\dot{\bar E}^*-\dot{\bar E}^*\delta\dot{\bar E}).$$

После разделения действительных и мнимых частей имеем два равенства

$$-\frac{1}{4}\,\mathrm{div}\,(\mathrm{Re}\,\{[\delta\dot{\bar E}\,\dot{\bar H}^*]-[\dot{\bar E}\delta\dot{\bar H}^*]\})=$$

$$=\frac{1}{2}\,[\omega\mu'\,\mathrm{Im}\,(\dot{\bar H}\delta\dot{\bar H}^*)-\omega\varepsilon'\,\mathrm{Im}\,(\dot{\bar E}\delta\dot{\bar E}^*)], \qquad (10)$$

$$-\frac{1}{4}\,\mathrm{div}\,(\mathrm{Im}\,\{[\delta\dot{\bar E}\,\dot{\bar H}^*]-[\dot{\bar E}\delta\dot{\bar H}^*]\})=$$

$$=\frac{\delta(\omega\mu')\,\dot{\bar H}\dot{\bar H}^*}{4}+\frac{\delta(\omega\varepsilon')\,\dot{\bar E}\dot{\bar E}^*}{4}. \qquad (11)$$

Проинтегрируем второе из них по объему фазовращателя, считая, что потери отсутствуют. Тогда интеграл слева обратится в поверхностный:

$$-\frac{1}{4}\oint_S \mathrm{Im}\,\{[\delta\dot{\bar E}\,\dot{\bar H}^*]-[\dot{\bar E}\delta\dot{\bar H}^*]\}\,dS=$$

$$=\int_V\left[\frac{\delta(\omega\mu')\,\dot{\bar H}\dot{\bar H}^*}{4}+\frac{\delta(\omega\varepsilon')\,\dot{\bar E}\dot{E}^*}{4}\right]dV. \qquad (12)$$

Интеграл по боковым металлическим поверхностям равен нулю, так как на них отсутствует тангенциальная компонента электрического поля. При интегрировании по входному и выходному сечениям S_1 и S_2 (см. фиг. 1) необходимо учесть связь полей в них

* Это соотношение может быть обобщено также на случай среды с комплексными $\dot\mu$ и $\dot\varepsilon$. Для этого в нем необходимо изменить μ' на $\dot\mu$ и ε' на $\dot\varepsilon^*$.

(1). Соотношения (1) отнесем к исходному состоянию *I*. Поле в выходном сечении в состоянии *II* согласно выражениям (1) равно

$$\left.\begin{aligned}&\dot{\bar E}_2+\delta\dot{\bar E}_2=(\dot{\bar E}_1+\delta\dot{\bar E}_1)\,e^{-j(\psi+\delta\psi)};\\&\dot{\bar H}_2+\delta\dot{\bar H}_2=(\dot{\bar H}_1+\delta\dot{\bar H}_1)\,e^{-j(\psi+\delta\psi)}.\end{aligned}\right\}\qquad(13)$$

Записывая разность выражений (13) и (1), имеем

$$\left.\begin{aligned}&\delta\dot{\bar E}_2=\delta\dot{\bar E}_1e^{-j\psi}+\dot{\bar E}_1e^{-j\psi}(-j\delta\psi);\\&\delta\dot{\bar H}_2=\delta\dot{\bar H}_1e^{-j\psi}+\dot{\bar H}_1e^{-j\psi}(-j\delta\psi).\end{aligned}\right\}\qquad(14)$$

При подстановке в равенство (12) соотношений (1), (13) и (14) и после вычисления поверхностного интеграла по сечениям S_1 и S_2 слева получим произведение $\mathrm{Re}\,\dot P\cdot\delta\psi$, откуда окончательно

$$\mathrm{Re}\,\dot P\delta\psi=\int_V\left[\frac{\delta(\omega\mu')\,\dot{\bar H}\dot{\bar H}^*}{4}+\frac{\delta(\omega\varepsilon')\,\dot{\bar E}\dot{\bar E}^*}{4}\right]dV. \qquad (15)$$

При неизменной частоте генератора величина ω может быть вынесена из-под знака приращений $\delta(\omega\mu')$ и $\delta(\omega\varepsilon')$.

Таким образом, произведение входной активной мощности на приращение фазы $\delta\psi$ при отсутствии дисперсии равно изменению накопленной энергии в фазовращателе, вычисленному по первоначальному полю и приращениям $\delta\mu'$ и $\delta\varepsilon'$.

Соотношение (15) аналогично известным зависимостям для малых изменений собственной частоты резонаторов, но в отличие от них относится к четырехполюсным устройствам. Исключим из него амплитуды поля на входе. Для этого предварительно рассмотрим случай, когда приращения $\delta(\omega\mu')$ и $\delta(\omega\varepsilon')$ обусловлены малым изменением частоты генератора. При этом приращение фазы $d\psi$ можно определить, заменяя в (15) $\delta(\omega\mu')$ и $\delta(\omega\varepsilon')$ дифференциалами $d(\omega\mu')$, $d(\omega\varepsilon')$. Поэтому имеем

$$\mathrm{Re}\,\dot P\,\frac{d\psi}{d\omega}=W=\int_V\left[\frac{\frac{d(\omega\mu')}{d\omega}\,\dot{\bar H}\dot{\bar H}^*}{4}+\frac{\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}\,\dot{\bar E}\dot{\bar E}^*}{4}\right]dV. \qquad (16)$$

Как известно, выражение справа представляет накопленную электромагнитную энергию W в объеме фазовращателя V при наличии дисперсии. При отсутствии дисперсии производные $d(\omega\mu')/d\omega$ и $d(\omega\varepsilon')/d\omega$ дают μ' и ε', что приводит к обычному выражению для энергии. Производная

$$\frac{d\psi}{d\omega}=\tau_{\text{гр}} \qquad (17)$$

есть время группового запаздывания сигнала в фазовращателе. Если подставить в формулу (15) $\mathrm{Re}\,\dot{P}$, найденное из выражения (16), и принять обозначения

$$w'_\mu = \frac{\dfrac{d(\omega\mu')}{d\omega}\dot{H}\dot{H}^*}{2W}, \quad w'_\varepsilon = \frac{\dfrac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}\dot{E}\dot{E}^*}{2W}, \tag{18}$$

то получим следующее выражение для $\delta\psi$:

$$\delta\psi = \frac{\omega\tau_{\text{гр}}}{2}\int\limits_V \left(\frac{\dfrac{\delta\mu'}{\mu'}}{1+\dfrac{\omega}{\mu'}\dfrac{d\mu'}{d\omega}} w'_\mu + \frac{\dfrac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}}{1+\dfrac{\omega}{\varepsilon'}\dfrac{d\varepsilon'}{d\omega}} w'_\varepsilon \right) dV. \tag{19}$$

Дифференциальные коэффициенты включения среды w'_μ и w'_ε представляют собой отношение максимальной плотности магнитной и электрической энергии к общей электромагнитной энергии фазовращателя. Они характеризуют доли максимальной магнитной и электрической энергии фазовращателя из его общей энергии.

Зависимости $\delta\mu'/\mu'$ и $\delta\varepsilon'/\varepsilon'$ от x, y, z определяются распределением среды внутри фазовращателя, а также устройством, которое воздействует на характеристики среды. Объемный интеграл может быть назван интегралом управления, так как он одновременно учитывает структуру поля внутри фазовращателя и влияние на него со стороны управляющего устройства, а также характеризует окончательный эффект управления. Величина $\delta\psi$ пропорциональна также множителю $\omega/2$ и групповой задержке сигнала $\tau_{\text{гр}} = d\psi/d\omega$.

Вернемся к выражению для потерь (5) и подставим в него значение $\mathrm{Re}\,\dot{P}$, найденное из (16). Тогда после решения равенства относительно α получим

$$\alpha = \frac{\omega\tau_{\text{гр}}}{2}\left[\int\limits_V \left(\frac{w'_\mu}{\operatorname{ctg}\varkappa_\mu} + \frac{w'_\varepsilon}{\operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon}\right) dV + \int\limits_S w'_S dS\right]. \tag{20}$$

Здесь величина

$$w'_S = \frac{\delta_0}{2}\,\frac{\mu_S \dot{H}\dot{H}^*}{2W} \tag{21}$$

представляет долю максимальной магнитной энергии, проникающей в единицу боковой поверхности фазовращателя, из общей энергии W (при глубине проникновения энергии $0{,}5\delta_0$). Поверхностный интеграл учитывает потери в металле.

Объемный интеграл учитывает магнитные и электрические потери в управляющей среде. В нем величины

$$\operatorname{ctg}\varkappa_\mu = \frac{\dfrac{d(\omega\mu')}{d\omega}}{\mu''}, \quad \operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon = \frac{\dfrac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}}{\varepsilon''} \tag{22}$$

представляют котангенсы магнитного и электрического углов потерь $\varkappa_\mu$ и $\varkappa_\varepsilon$. При отсутствии дисперсии они равны $\operatorname{ctg}\varkappa_\mu = \frac{\mu'}{\mu''}$, $\operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon''}$. Сумма интегралов в квадратной скобке выражения (20) равна

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_\mu} + \frac{1}{Q_\varepsilon} + \frac{1}{Q_S}, \tag{23}$$

где Q — добротность фазовращателя;
Q_μ, Q_ε, Q_S — неполные добротности, учитывающие магнитные и электрические потери в среде и потери на стенках:

$$\frac{1}{Q_\mu} = \int\limits_V \frac{w'_\mu}{\operatorname{ctg}\varkappa_\mu} dV; \quad \frac{1}{Q_\varepsilon} = \int\limits_V \frac{w'_\varepsilon}{\operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon} dV; \quad \frac{1}{Q_S} = \int\limits_S w'_S dS. \tag{24}$$

По структуре эти формулы аналогичны выражению (23), но в них дополнительно учитываются коэффициенты включения среды w'_μ и w'_ε. Для металлических стенок $\varkappa_S = 45°$ и $\operatorname{ctg}\varkappa_S = 1$. Добротности Q_μ и Q_ε возрастают при уменьшении углов потерь $\varkappa_\mu$ и $\varkappa_\varepsilon$, а также при уменьшении доли энергии, запасенной в среде, из общей энергии фазовращателя. Добротности Q_μ и Q_ε можно записать в следующем виде:

$$Q_\mu = \frac{\operatorname{ctg}\varkappa_{\mu\,\text{ср}}}{W'_\mu}, \quad Q_\varepsilon = \frac{\operatorname{ctg}\varkappa_{\varepsilon\,\text{ср}}}{W'_\varepsilon}, \tag{25}$$

где W'_μ и W'_ε — интегральные коэффициенты включения среды:

$$W'_\mu = \int\limits_V w'_\mu dV, \quad W'_\varepsilon = \int\limits_V w'_\varepsilon dV, \tag{26}$$

$\operatorname{ctg}\varkappa_{\mu\,\text{ср}}$ и $\operatorname{ctg}\varkappa_{\varepsilon\,\text{ср}}$ — средние взвешенные в объеме управляющей среды котангенсы углов магнитных и электрических потерь:

$$\frac{1}{\operatorname{ctg}\varkappa_{\mu\,\text{ср}}} = \frac{1}{W'_\mu}\int\limits_V \frac{w'_\mu}{\operatorname{ctg}\varkappa_\mu} dV, \quad \frac{1}{\operatorname{ctg}\varkappa_{\varepsilon\,\text{ср}}} = \frac{1}{W'_\varepsilon}\int\limits_V \frac{w'_\varepsilon}{\operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon} dV. \tag{27}$$

С учетом введенных обозначений формула (20) приводится к виду

$$\alpha=\frac{\omega\tau_{гр}}{2Q}=\frac{\omega\tau_{гр}}{2}\ \frac{W'_{\mu}}{\operatorname{ctg}\varkappa_{\mu\,ср}}+\frac{\omega\tau_{гр}}{2}\ \frac{W'_{\varepsilon}}{\operatorname{ctg}\varkappa_{\varepsilon\,ср}}+\frac{\omega\tau_{гр}}{2Q_S},\qquad(28)$$

где три слагаемых в правой части соответствуют определенным видам потерь α_μ, α_ε, α_S. Таким образом, потери, обусловленные средой, прямо пропорциональны времени запаздывания сигнала в фазовращателе, доле энергии фазовращателя, запасенной в среде, и обратно пропорциональны котангенсам углов потерь.

Составим выражение $\delta\psi/\alpha$, характеризующее одновременно и фазовую чувствительность, и потери, вносимые управляющей средой. Его удобно назвать эффективностью управления. Из формул (19) и (20) имеем

$$\frac{\delta\psi}{\alpha}=Q\int\limits_V\left(\frac{\frac{\delta\mu'}{\mu'}}{1+\frac{\omega}{\mu'}\ \frac{d\mu'}{d\omega}}\,w'_{\mu}+\frac{\frac{\delta\varepsilon'}{\varepsilon'}}{1+\frac{\omega}{\varepsilon'}\ \frac{d\varepsilon'}{d\omega}}\,w'_{\varepsilon}\right)dV.\qquad(29)$$

Таким образом, эффективность равна произведению добротности на интеграл управления.

Предположим, что управляющая среда кусочно-однородная и что в пределах занимаемого ею объема V_0 проницаемости $\dot{\mu}$ и $\dot{\varepsilon}$, а также приращения $\delta\mu'/\mu'$ и $\delta\varepsilon'/\varepsilon'$ не зависят от x, y, z. В этом случае формула (29) перепишется в виде

$$\frac{d\psi}{\alpha}=Q\left(\frac{W'_{\mu}}{1+\frac{\omega}{\mu'}\ \frac{d\mu'}{d\omega}}\ \frac{d\mu'}{\mu'}+\frac{W'_{\varepsilon}}{1+\frac{\omega}{\varepsilon'}\ \frac{d\varepsilon'}{d\omega}}\ \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}\right),\qquad(30)$$

где коэффициенты включения среды

$$W'_{\mu}=\frac{\frac{d(\omega\mu')}{d\omega}\int\limits_{V_0}\dot{H}\dot{H}^{*}dV}{2W},\quad W'_{\varepsilon}=\frac{\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}\int\limits_{V_0}\dot{E}\dot{E}^{*}dV}{2W}.$$

Если управляющая среда имеет лишь одну активную компоненту, например μ' либо ε', и если учесть лишь потери в этой компоненте, то будем иметь

$$\frac{d\psi}{\alpha_{\mu}}=\frac{\operatorname{ctg}\varkappa_{\mu}}{1+\frac{\omega}{\mu'}\ \frac{d\mu'}{d\omega}}\ \frac{d\mu'}{\mu'},\quad \frac{d\psi}{\alpha_{\varepsilon}}=\frac{\operatorname{ctg}\varkappa_{\varepsilon}}{1+\frac{\omega}{\varepsilon'}\ \frac{d\varepsilon'}{d\omega}}\ \frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}.\qquad(31)$$

Эти соотношения дают максимально возможные значения эффективности, определяющиеся котангенсами углов потерь в активной компоненте среды. Для диспергирующих сред с нормальным падающим характером зависимостей $\mu'(\omega)$ и $\varepsilon'(\omega)$ эффективность несколько увеличивается. Потери в неактивной среде и на стенках снижают эффективность дополнительно.

Рассмотренные соотношения при разных включениях среды могут быть обобщены также на случай регулярных волноводов и периодических замедляющих систем. Для этого в приведенных соотношениях необходимо ψ заменить величиной $k\gamma$ (где k — постоянная распространения в свободном пространстве, γ — фазовое замедление волны), а мощность потерь $P_{пот}$, накопленную энергию W, коэффициент затухания α, коэффициенты включения среды W'_{μ}, W'_{ε} и добротность Q отнести к единице длины системы. При этом производная $d\psi/d\omega=\tau_{гр}$ дает $1/v_{гр}$, где $v_{гр}$ — групповая скорость волны.

2. НЕКОТОРЫЕ ОБЩИЕ СВОЙСТВА ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ С УПРАВЛЯЕМОЙ СРЕДОЙ

Приведенные выше соотношения позволяют сделать следующие выводы относительно использования в фазовращателях сред с управляемыми характеристиками.

1. Из соотношения (15) следует, что приращение фазового сдвига при изменении свойств среды, деленное на ω, всегда равно изменению энергии фазовращателя, деленному на входную мощность. При этом не важно, каким способом и в каких режимах такое изменение энергии достигается.

2. При одинаковых относительных приращениях проницаемостей $\delta\mu'/\mu'$ и $\delta\varepsilon'/\varepsilon'$ наибольшее изменение фазы, как это следует из формулы (19), дают те области фазовращателя, в которых первичное магнитное или электрическое поле наибольшее. В этом случае для получения заданного изменения фазы требуется наименьшее весовое количество активной среды.

3. При возрастании группового запаздывания сигнала $\tau_{гр}$ фазовая чувствительность фазовращателя увеличивается. Это следует из формулы (19) и согласно (15) является результатом общего усиления полей в фазовращателе при заданной мощности волны на входе. Общее усиление полей сопровождается увеличением энергии в активной среде, что увеличивает фазовую чувствительность.

4. Увеличивая групповую задержку и сохраняя требуемую фазовую чувствительность, можно уменьшить весовое количество активной среды и ее энергетическую долю в общей энергии фазовращателя. Это следует из (19). Предел уменьшения налагается диапазонными свойствами фазовращателя *, электрической прочностью и снижением эффективности управления.

* При увеличении $\tau_{гр}=d\psi/d\omega$ сужается полоса прозрачности фазовращателя и усиливается частотная зависимость его характеристик.

5. Из сопоставления формул (19) и (20) видно, что увеличение фазовой чувствительности всегда сопровождается ростом потерь. При этом эффективность управления, как это следует из выражения (31), не превышает котангенса угла потерь в активной компоненте среды. При наличии потерь в неактивной компоненте и на стенках эффективность снижается дополнительно и определяется формулами (29) или (30).

6. Желательно размещать электрическую (магнитную) среду в пучностях поля, так как при этом ослабляются потери, обусловленные неактивной магнитной (электрической) проницаемостью.

7. Увеличение групповой задержки при сохранении заданной фазовой чувствительности согласно формулам (19), (29), (23), (24) приводит к следующим двум встречным эффектам:

а) улучшается локализация активной среды в пучностях вследствие уменьшения ее количества (повышается эффективность управления);

б) увеличиваются добавочные потери в стенках вследствие увеличения доли энергии фазовращателя, не связанной со средой, что снижает эффективность управления.

Должны существовать оптимальные групповые задержки и коэффициенты включения среды, для которых эффективность управления приближается к максимально возможной.

8. Если управляющий параметр — частота, а заполнение фазовращателя воздушное (частотное сканирование фазой), то эффективность управления будет наибольшей. В этом случае добротность фазовращателя имеет наибольшее значение.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ И ЭФФЕКТИВНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ ПО ДИСПЕРСИОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

Покажем, что если известна аналитическая запись дисперсионной характеристики фазовращателя, не учитывающая потери, то по ней можно путем ряда дифференцирований найти потери в среде, а также определить коэффициенты включения среды, добротность, эффективность и другие характеристики фазовращателя. Пусть управляющая среда однородна и локализована в некотором объеме V_0.

Дисперсионная характеристика в общем случае является неявной функцией, которую можно представить в виде

$$F(\psi, \omega, \omega\mu', \omega\varepsilon')=0. \qquad (32)$$

Здесь зависимость от μ' и ε', так же как и в уравнениях Максвелла (8), дана посредством объемного индуктивного сопротивления среды $\omega\mu'$ и емкостной проводимости $\omega\varepsilon'$. Зависимость от ω осуществляется через $\omega\mu'$ и $\omega\varepsilon'$, а также непосредственно. Отсюда

имеем полный дифференциал $d\psi$, обусловленный изменениями μ' и ε':

$$d\psi=\frac{\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}}{-\dfrac{\partial F}{\partial\psi}}\,d(\omega\mu')+\frac{\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}}{-\dfrac{\partial F}{\partial\psi}}\,d(\omega\varepsilon'). \qquad (33)$$

Групповое запаздывание сигнала в фазовращателе

$$\tau_{\text{гр}}=\frac{d\psi}{d\omega}=\frac{\dfrac{\partial F}{\partial\omega}+\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}\dfrac{d(\omega\mu')}{d\omega}+\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}\dfrac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}}{-\dfrac{\partial F}{\partial\psi}}, \qquad (34)$$

где $\partial F/\partial\omega$ берется при условии, что $\omega\mu'=\text{const}$ и $\omega\varepsilon'=\text{const}$.

Определим потери в фазовращателе. Будем считать, что в исходном состоянии $\dot{\mu}=\mu'$ и $\dot{\varepsilon}=\varepsilon'$ и потерь в среде не было. При этом фазовый сдвиг составлял ψ.

Рассмотрим второе состояние, в котором возникли потери. В нем μ' и ε' получают приращения, равные $-j\mu''$ и $-j\varepsilon''$. Фазовый сдвиг также изменится и станет равным $\dot{\psi}=\psi-j\alpha_{\mu\varepsilon}$, где $-j\alpha_{\mu\varepsilon}$ — его приращение. Поскольку $\mu''\ll\mu'$, $\varepsilon''\ll\varepsilon'$ и $\alpha_{\mu\varepsilon}\ll\psi$, то эти приращения можно отождествить с дифференциалами. Подставляя их в формулу (33), получим

$$\alpha_{\mu\varepsilon}=\frac{\omega\mu''\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}+\omega\varepsilon''\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}}{-\dfrac{\partial F}{\partial\psi}}. \qquad (35)$$

Подставим в эту формулу производную $-\dfrac{\partial F}{\partial\psi}$, найденную из равенства (34).

После введения обозначения

$$\frac{1}{Q_{\mu\varepsilon}}=\frac{W'_{\mu}}{\operatorname{ctg}\varkappa_{\mu}}+\frac{W'_{\varepsilon}}{\operatorname{ctg}\varkappa_{\varepsilon}}, \qquad (36)$$

где

$$W'_{\mu}=\frac{2\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}\dfrac{d(\omega\mu')}{d\omega}}{\dfrac{\partial F}{\partial\omega}+\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}\dfrac{d(\omega\mu')}{d\omega}+\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}\dfrac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}}; \qquad (37)$$

$$W'_{\varepsilon}=\frac{2\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}\dfrac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}}{\dfrac{\partial F}{\partial\omega}+\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}\dfrac{d(\omega\mu')}{d\omega}+\dfrac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}\dfrac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}}, \qquad (38)$$

приходим к общей формуле (28). Таким образом, $Q_{\mu\varepsilon}$ представляет добротность фазовращателя, учитывающую потери в среде. Коэффициенты W'_{μ} и W'_{ε} по роли в формуле (36) представляют интегральные коэффициенты включения среды или доли магнитной и электрической энергии, запасенные в управляющей среде. Котангенсы углов $\varkappa_{\mu}$ и $\varkappa_{\varepsilon}$ определяются формулами (22). Чтобы учесть также потери в стенках, в правую часть равенства (36) нужно добавить слагаемое $1/Q_S$.

Для эффективности управления из формул (33) и (35) можно получить общее выражение (30).

Сравнивая выражения разд. 3 и 1, можно установить физический смысл входящих в формулы частных производных. Они оказываются пропорциональными (с одним и тем же коэффициентом) следующим величинам:

$$\left.\begin{aligned} &-\frac{\partial F}{\partial \psi}\equiv P/c\\ &\frac{\partial F}{\partial \omega}+\frac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}\frac{d(\omega\mu')}{d\omega}+\frac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}\equiv W;\\ &\frac{\partial F}{\partial(\omega\mu')}\frac{d(\omega\mu')}{d\omega}\equiv W_{\mu};\\ &\frac{\partial F}{\partial(\omega\varepsilon')}\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}\equiv W_{\varepsilon};\\ &\frac{\partial F}{\partial \omega}\equiv W_{\text{в}}, \end{aligned}\right\} \qquad (39)$$

где P и W — соответственно активная мощность и накопленная электромагнитная энергия фазовращателя;

c — скорость света;

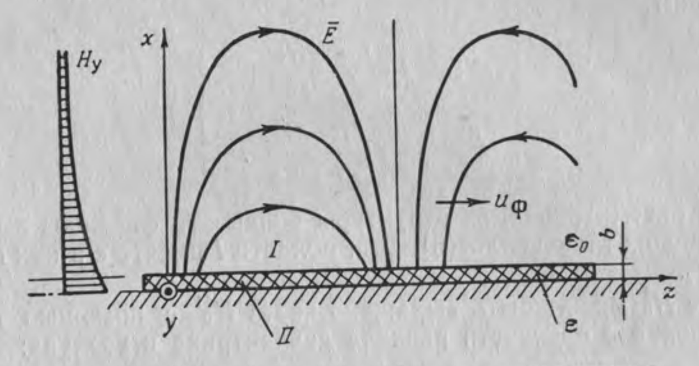
$W_{\mu}=WW'_{\mu}$, $W_{\varepsilon}=WW'_{\varepsilon}$ — средние по времени магнитная и электрическая энергии, запасенные в управляющей среде;

$W_{\text{в}}=W-W_{\mu}-W_{\varepsilon}$ — электромагнитная энергия, запасенная в воздухе и в неактивной среде.

При этом производные $\frac{d(\omega\mu')}{d\omega}=\mu'+\omega\frac{d\mu'}{d\omega}$ и $\frac{d(\omega\varepsilon')}{d\omega}=\varepsilon'+\omega\frac{d\varepsilon'}{d\omega}$ пропорциональны плотностям магнитной и электрической энергии в управляющей среде при единичной амплитуде полей. Производные $\partial F/\partial(\omega\mu')$ и $\partial F/\partial(\omega\varepsilon')$ характеризуют особенности включения среды в фазовращатель и имеют физический смысл квадрата коэффициентов трансформации полей от пучностей к месту включения управляющей среды.

4. ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ, ПОКРЫТОЙ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Для иллюстрации приведенных соотношений рассмотрим задачу о металлической пластине, покрытой слоем диэлектрика. Структура волны, распространяющейся вдоль пластины в сторону положительных z, приведена на фиг. 2. Фазовая скорость $v_{\text{ф}}$ зависит от относительной толщины пластины b в долях длины волны генератора λ и от относительной диэлектрической проницаемости пластины $\varepsilon_r=\varepsilon/\varepsilon_0$. Считаем, что пластина бесконечна вдоль осей y и z



Фиг. 2. Металлическая пластина, покрытая диэлектриком.

и возбуждение волны таково, что $E_y=0$, и поле по оси y однородно. В этих условиях магнитное поле имеет единственную компоненту $H_y\neq 0$.

Рассмотрим сначала случай, когда потери отсутствуют. Структура волны в воздухе (область I) и в диэлектрике (область II) определяется из соотношений

$$\dot{H}^{\text{I}}_y(x,\ z)=H^{\text{I}}_0 e^{-k[\sqrt{\gamma^2-1}\,(x-b)+j\gamma z]};\qquad (40)$$

$$\dot{H}^{\text{II}}_y(x,\ z)=H^{\text{II}}_0\cos(kx\sqrt{\varepsilon_r-\gamma^2})\,e^{-jk\gamma z},\qquad (41)$$

где H^{I}_0 и H^{II}_0 — амплитуды волн при $x=b$, $z=0$ и при $x=0$, $z=0$;

$$k=\omega\sqrt{\mu_0\varepsilon_0};$$

γ — фазовое замедление.

Соотношения (40) и (41) удовлетворяют двумерному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2\dot{H}_y}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\dot{H}_y}{\partial z^2}+k^2_{\varepsilon}\dot{H}_y=0\qquad (42)$$

(где $k_\varepsilon = k\sqrt{\varepsilon_r}$ для области II и $k_\varepsilon = k$ для области I), и граничным условиям

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial \dot H_y^{II}}{\partial x} &= 0 \quad \text{при } x=0, \\ \dot H_y^{I} &= \begin{cases} 0 & \text{при } x=\infty, \\ \neq 0 & \text{при } x=b \end{cases} \end{aligned}\right\} \tag{43}$$

и вытекают из последних. Остальные компоненты поля могут быть получены дифференцированием соотношений (40) и (41) согласно формулам

$$\left.\begin{aligned} \dot E_x &= j\frac{1}{\omega\varepsilon}\frac{\partial \dot H_y}{\partial z}; \\ \dot E_z &= -j\frac{1}{\omega\varepsilon}\frac{\partial \dot H_y}{\partial x}. \end{aligned}\right\} \tag{44}$$

Для рассматриваемой структуры волны эти формулы вытекают из уравнений Максвелла (8). Для области I вместо ε в них следует брать ε_0.

Поле H_0^I может быть выражено через H_0^{II} с помощью граничных условий в плоскости раздела диэлектрика и воздуха:

$$\left.\begin{aligned} \dot H_y^I &= \dot H_y^{II} \quad \text{при } x=b, \\ \dot E_z^I &= \dot E_z^{II} \quad \text{при } x=b. \end{aligned}\right\} \tag{45}$$

Так, из первого условия (45) имеем

$$H_0^I = H_0^{II}\cos\theta_\varepsilon, \tag{46}$$

где

$$\theta_\varepsilon = kb\sqrt{\varepsilon_r - \gamma^2}. \tag{47}$$

Из второго условия (45) получаем дисперсионное уравнение

$$kb = \frac{\operatorname{arc\,tg}\left(\varepsilon_r\sqrt{\dfrac{\gamma^2-1}{\varepsilon_r-\gamma^2}}\right)}{\sqrt{\varepsilon_r-\gamma^2}}, \tag{48}$$

которое определяет зависимость $\gamma(k)$.

Приведем уравнение (48) к виду (32), удобному для дифференцирования. Тогда

$$F[(k\gamma),\, k,\, (k\varepsilon_r)] = \sqrt{(k\gamma)^2 - k^2} -$$
$$-\frac{k}{(k\varepsilon_r)}\sqrt{(k\varepsilon_r)k-(k\gamma)^2}\,\operatorname{tg}\left[b\sqrt{(k\varepsilon_r)k-(k\gamma)^2}\right]=0,$$

где переменные $k\gamma$, k, $k\varepsilon_r$ должны считаться независимыми. После дифференцирования и упрощений получим

$$\left.\begin{aligned}
-\frac{\partial F}{\partial(k\gamma)} &= -\frac{kb}{\cos^2\theta_\varepsilon}\left[\frac{\gamma\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \frac{\gamma}{\varepsilon_r}\left(1+\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)\right]; \\
\frac{\partial F}{\partial(k\varepsilon_r)}\varepsilon_r &= -\frac{1}{2}\frac{kb}{\cos^2\theta_\varepsilon}\left[1+\left(2\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]; \\
\frac{\partial F}{\partial k} &= -\frac{kb}{\cos^2\theta_\varepsilon}\left[\frac{\gamma^2\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \frac{1}{2}\left(1+\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)\right]; \\
\frac{\partial F}{\partial k} + \frac{\partial F}{\partial(k\varepsilon_r)}\varepsilon_r &= -\frac{kb}{\cos^2\theta_\varepsilon}\left[\frac{\gamma^2\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \left(1+\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)\right].
\end{aligned}\right\} \tag{49}$$

Учитывая, что $k \equiv \omega$ и, пользуясь формулами (33) ÷ (38), получим следующие выражения для фазовой чувствительности $d\gamma$, группового замедления $\gamma_{\text{гр}}$ и коэффициента затухания α, а также добротности Q, доли электрической энергии W_ε, запасенной в диэлектрике, и эффективности $d(k\gamma)/\alpha$:

$$d\gamma = \frac{1}{2}\,\frac{\left[1+\left(2\dfrac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]}{\dfrac{\gamma\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \dfrac{\gamma}{\varepsilon_r}\left(1+\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)}\,\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}; \tag{50}$$

$$\gamma_{\text{гр}} = \frac{\dfrac{\gamma^2\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \left(1+\dfrac{\gamma^2}{\varepsilon_r}\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)}{\dfrac{\gamma\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \dfrac{\gamma}{\varepsilon_r}\left(1+\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)}; \tag{51}$$

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda}\,\frac{\operatorname{tg}\varkappa_\varepsilon\left[1+\left(2\dfrac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]+\dfrac{\delta_0}{b}}{\dfrac{\gamma\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \dfrac{\gamma}{\varepsilon_r}\left(1+\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)}; \tag{52}$$

$$Q = \frac{\dfrac{\gamma^2\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}} + \left(1+\dfrac{\gamma^2}{\varepsilon_r}\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)}{\operatorname{tg}\varkappa_\varepsilon\left[1+\left(2\dfrac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\dfrac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]+\dfrac{\delta_0}{b}}; \tag{53}$$

$$W'_{\varepsilon}=\frac{\left[1+\left(2\,\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]}{\frac{\gamma^2\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}}+\left(1+\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}\,\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)}; \qquad (54)$$

$$\frac{d(k\gamma)}{\alpha}=\frac{\left[1+\left(2\,\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]}{\operatorname{tg}\varkappa_\varepsilon\left[1+\left(2\,\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]+\frac{\delta_0}{b}}\,\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}. \qquad (55)$$

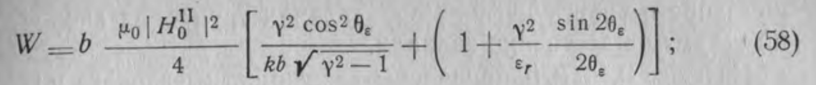
Здесь предполагается, что вследствие потерь $\varepsilon=\dot{\varepsilon}=\varepsilon'-j\varepsilon''$ и что ε не зависит от ω и k. В этом случае $\operatorname{tg}\varkappa_\varepsilon=\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$. Слагаемое δ_0/b в формулах (52), (53) и (55) введено для того, чтобы учесть потери на металлической подложке. Если пренебречь этими потерями, то для эффективности имеем $\frac{d(k\gamma)}{\alpha}=\operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}$.

Из рассмотрения зависимостей (50) ÷ (54) видно, что они удовлетворяют общим соотношениям разд. 1, которые для волноводных систем имеют вид

$$\left.\begin{aligned}
d\gamma &= \frac{1}{2}\,W'_\varepsilon\gamma_{\text{гр}}\,\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'};\\
\alpha &= \frac{k}{2Q}\,\gamma_{\text{гр}};\\
\frac{1}{Q} &= \frac{W'_\varepsilon}{\operatorname{ctg}\varkappa_\varepsilon}+\frac{1}{Q_S};\\
\frac{d(k\gamma)}{\alpha} &= QW'_\varepsilon\,\frac{d\varepsilon'}{\varepsilon'}.
\end{aligned}\right\} \qquad (56)$$

Установим физический смысл производных (49). Согласно (39) они должны быть пропорциональны переносимой вдоль системы мощности P, электрической энергии в диэлектрике W_ε, разности полной электромагнитной энергии системы и электрической энергии в диэлектрике $(W-W_\varepsilon)$, а также полной электромагнитной энергии W. Вычисляя эти величины путем интегрирования вектора Умова—Пойтинга и плотностей погонной энергии по поперечному сечению и площади системы и используя при этом общие выражения для полей (40), (41) и (44), получим

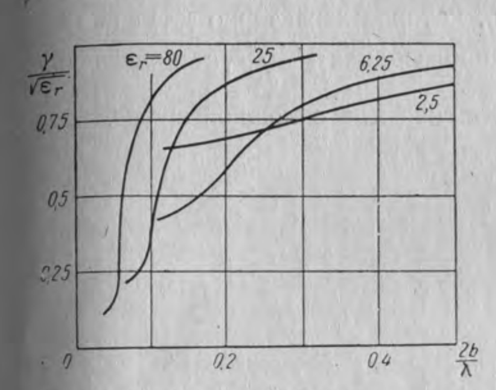
$$P=\frac{b}{4}\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\,|H_0^{11}|^2\left[\frac{\gamma\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}}+\frac{\gamma}{\varepsilon_r}\left(1+\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)\right]; \qquad (57)$$



$$W=b\,\frac{\mu_0|H_0^{11}|^2}{4}\left[\frac{\gamma^2\cos^2\theta_\varepsilon}{kb\sqrt{\gamma^2-1}}+\left(1+\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}\,\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right)\right]; \qquad (58)$$

$$W_\varepsilon=\frac{b}{2}\cdot\frac{\mu_0|H_0^{11}|^2}{4}\left[1+\left(2\,\frac{\gamma^2}{\varepsilon_r}-1\right)\frac{\sin 2\theta_\varepsilon}{2\theta_\varepsilon}\right]. \qquad (59)$$

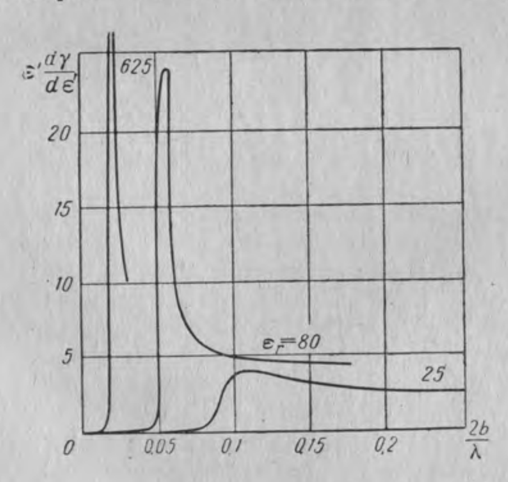
Первые слагаемые в квадратных скобках формул (57) и (58) связаны с мощностью, переносимой по воздуху, и накопленной



Фиг. 3. Зависимость фазового замедления от длины волны.

Фиг. 4. Зависимость группового замедления от длины волны.

энергией в воздухе и вторые слагаемые — с соответствующими величинами в диэлектрике. Как видно, формулы (57) — (59), а также (49) удовлетворяют общим соотношениям (39). Дифферен-



Фиг. 5. Зависимость производной $\varepsilon'\frac{d\gamma}{d\varepsilon'}$ от длины волны.

циальное и энергетическое определения групповой скорости волны при этом тождественно совпали.

На фиг. 3, 4 и 5 приведены зависимости фазового и группового замедлений γ и $\gamma_{гр}$, а также производной $\varepsilon' \frac{d\gamma}{d\varepsilon'}$ от частотного параметра $2b/\lambda$, рассчитанные по формулам (48), (51) и (50) для ряда значений относительной проницаемости ε_r. В области малых $2b/\lambda$ наблюдаются дисперсионные режимы. В них $\gamma_{гр}$ заметно возрастает, становясь больше значения $\sqrt{\varepsilon_r}$, которое характерно для сплошной среды. При этом растет также производная $\varepsilon' \frac{d\gamma}{d\varepsilon'}$, становясь больше, чем величина $\frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_r}$, характерная для сплошной среды.

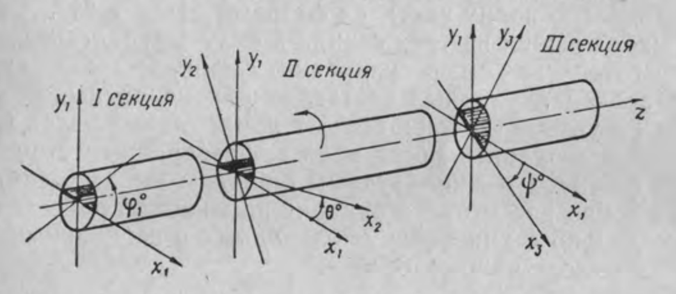
УДК 621.396.679.6.029.62-521.001.5

Инж. *В. Л. ГОСТЮХИН*

ТОЧНОСТЬ РАБОТЫ МЕХАНИЧЕСКОГО ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ С. В. Ч. НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

Фазовращатели с. в. ч., непрерывно изменяющие фазу проходящей волны, применяются в антенных устройствах [1]. В зависимости от схемы включения в каждом конкретном случае требования к точности фазовращателя различны.

Схема механического фазовращателя непрерывного действия [2] приведена на фиг. 1. Фазовращатель состоит из трех отдельных секций, выполненных из отрезков круглого волновода.



Фиг. 1. Схема фазовращателя с. в. ч. непрерывного действия.

Первая секция — четвертьволновая — преобразует линейно поляризованную волну в волну с круговой поляризацией. Вторая секция — полуволновая. При ее повороте осуществляется задержка или опережение по фазе проходящей волны в зависимости от направления поворота полуволновой секции относительно направления вращения падающего поля с круговой поляризацией. Третья секция, также четвертьволновая, осуществляет обратное преобразование волны с круговой поляризацией в линейно поляризованную волну. Все три секции фазовращателя могут быть выполнены как с продольными металлическими или диэлектрическими вставками — «ножами», так и с индуктивными штырями.

Дальнейшее рассмотрение будем вести на примере фазовращателя с металлическими вставками — «ножами».

Основную волну круглого волновода H_{11}, падающую на первую секцию и поляризованную под произвольным углом к плоскости пластин, можно рассматривать как состоящую из двух составляющих, одна из которых поляризована параллельно, а другая — перпендикулярно пластинам. При соответствующей длине «ножей» на выходе первой секции параллельно поляризованная составляющая получает относительную фазовую задержку в 90°. При равенстве амплитуд каждой из составляющих на выходе секции получается волна с круговой поляризацией. Эта волна поступает на вторую секцию, фазосдвигающие пластины которой ориентированы относительно пластин первой секции под некоторым углом $\theta°$. Поле с круговой поляризацией на входе второй секции можно представить в виде двух линейно поляризованных составляющих, перпендикулярных друг другу и сдвинутых по фазе на 90°; одна из составляющих параллельна * плоскости пластин секции. После прохождения второй секции в составляющую, параллельную пластинам, вносится относительная фазовая задержка в 180°. При этом направление вращения кругового поля меняется на обратное относительно падающего. После прохождения третьей секции составляющая, параллельная пластинам, получает фазовую задержку в 90° и, таким образом, на выходе фазовращателя волна приобретает линейную поляризацию. При повороте второй секции на угол $\theta°$ в проходящую волну вносится фазовый сдвиг в $2\theta°$.

На выходе любой из трех секций в силу технологических неточностей изготовления и регулировки фазовращателя амплитуды взаимно перпендикулярных составляющих не равны, а их фазы сдвинуты на углы, отличающиеся от номинальных углов 90 и 180°. Это приводит к эллиптичности поля в фазовращателе и, следовательно, к фазовым и амплитудным ошибкам на выходе фазовращателя. Удобно рассмотреть влияние на точность работы фазовращателя отдельно секционных амплитудных и секционных фазовых ошибок на выходе каждой секции.

1. ВЛИЯНИЕ СЕКЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ОШИБОК НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

Пусть на входе фазовращателя имеем волну с частотой ω, линейно поляризованную под углом 45° к плоскости пластин первой секции с амплитудой E_0 (см. фиг. 1). Ее составляющие по осям x_1 и y_1 первой секции

$$\left.\begin{aligned} E_{y1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 e^{j\omega t}; \\ E_{x1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 e^{j\omega t}. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

* Для краткости составляющие, поляризованные параллельно и перпендикулярно пластинам, будем называть параллельная и перпендикулярная составляющие.

Если составляющая, параллельная пластинам, получает фазовую задержку в $\left(\frac{\pi}{2}+\nu_1\right)$ *рад*, где ν_1 — фазовая ошибка первой секции, то на выходе первой секции имеем

$$\left.\begin{aligned} E_{y1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \dot{E}_0 e^{j(\omega t-\beta l_1)}; \\ E_{x1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 e^{j\left(\omega t-\beta l_1+\frac{\pi}{2}+\nu_1\right)} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 (-\sin\nu_1 + j\cos\nu_1) e^{j(\omega t-\beta l_1)}, \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

где $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_в}$ — фазовая постоянная круглого волновода;

l_1 — длина первой секции.

Проекция поля на направление φ_1

$$E_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \sin\varphi_1 e^{j(\omega t-\beta l_1)} + \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos\varphi_1 (-\sin\nu_1 + j\cos\nu_1) e^{j(\omega t-\beta l_1)}.$$

Амплитуда этого поля зависит от угла φ_1:

$$E_{m1} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \sqrt{1-\sin 2\varphi_1 \sin\nu_1}, \quad (3)$$

и, таким образом, волна на выходе имеет эллиптическую поляризацию. При этом большая ось поляризационного эллипса наклонена под углом 135° к оси x_1.

Отношение максимальной амплитуды поля к минимальной на выходе первой секции

$$r_1 = \sqrt{\frac{1+\sin\nu_1}{1-\sin\nu_1}} = \operatorname{ctg}\frac{1}{2}\left(\frac{\pi}{2}-\nu_1\right) \quad (4)$$

представляет осевой коэффициент поляризационного эллипса (эллиптичность). Он зависит от ошибки первой секции ν_1.

Волна с выхода первой секции поступает на вторую секцию. Разложим ее по осям x_2 и y_2, вращающимся вместе с пластинами (см. фиг. 1). Проекция входного поля на эти оси

$$E_{y2} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos\theta e^{j(\omega t-\beta l_1)} - \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \sin\theta (-\sin\nu_1 + j\cos\nu_1) e^{j(\omega t-\beta l_1)};$$

$$E_{x2} = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \sin\theta e^{j(\omega t-\beta l_1)} + \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \cos\theta (-\sin\nu_1 + j\cos\nu_1) e^{j(\omega t-\beta l_1)},$$

где θ — угол между неподвижной осью x_1 и вращающейся осью x_2.

После прохождения второй секции составляющие поля волны

$$\left.\begin{aligned} E_{y2}&=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)}-\\ &-\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)};\\ E_{x2}&=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2+\pi+\nu_2)}+\\ &+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2+\pi+\nu_2)}=\\ &=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)}+\\ &+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)\times\\ &\times(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)},\end{aligned}\right\}\qquad(5)$$

где l_2 — длина второй секции;

$(\pi+\nu_2)$ — фазовый сдвиг, вносимый полуволновой секцией в составляющую, параллельную пластинам, в *рад*;

ν_2 — фазовая ошибка второй секции.

Амплитуда поля на выходе второй секции

$$E_{m2}=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sqrt{1+\sin 2\theta\sin\nu_1(\sin^2\varphi_2-\cos^2\varphi_2)+\sin 2\varphi_2\cos^2\theta\sin(\nu_1+\nu_2)-\sin 2\varphi_2\sin^2\theta\sin(\nu_1-\nu_2)}. \qquad (6)$$

Рассмотрим уравнение (6) для двух случаев:

а) фазовая ошибка второй секции больше фазовой ошибки первой секции $\nu_2>\nu_1$;

б) фазовая ошибка второй секции меньше фазовой ошибки первой секции $\nu_2<\nu_1$.

В первом случае выражение (6) имеет максимум при $\varphi_{2\max}=\frac{\pi}{4}$; $\frac{5\pi}{4}$, ... и минимум при $\varphi_{2\min}=\frac{3\pi}{4}$; $\frac{7\pi}{4}$ ... для любых углов поворота второй секции $\theta°$.

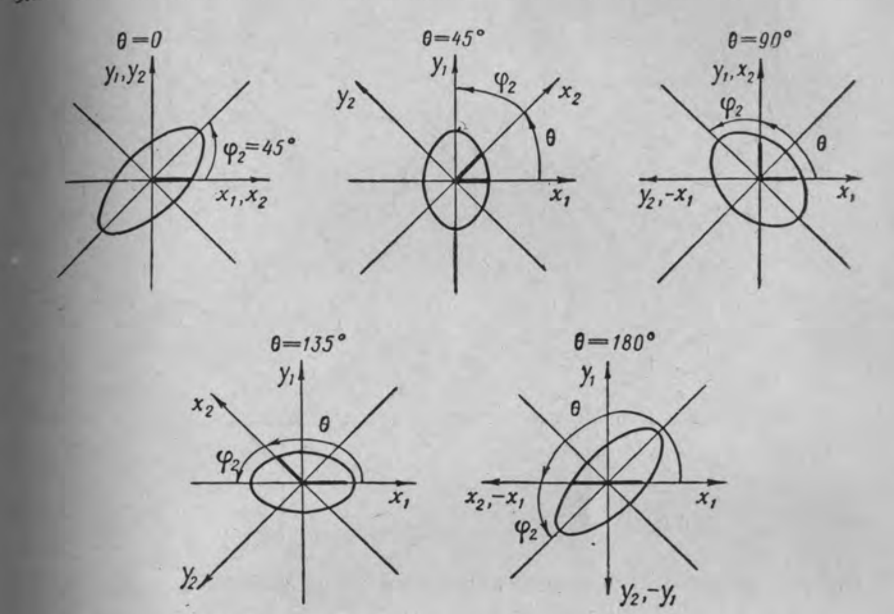
Осевой коэффициент поляризационного эллипса на выходе второй секции:

$$r_2=\sqrt{\frac{1+\cos^2\theta\sin(\nu_1+\nu_2)+\sin^2\theta\sin(\nu_2-\nu_1)}{1-\cos^2\theta\sin(\nu_1+\nu_2)-\sin^2\theta\sin(\nu_2-\nu_1)}}. \qquad (7)$$

При $\theta=0$ пластины обеих секций лежат в одной плоскости и выражение для осевого коэффициента поляризационного эллипса на выходе второй секции принимает вид

$$r_2=\sqrt{\frac{1+\sin(\nu_1+\nu_2)}{1-\sin(\nu_1+\nu_2)}}=\operatorname{ctg}\frac{1}{2}\left[\frac{\pi}{2}-(\nu_1+\nu_2)\right]. \qquad (7')$$

На фиг. 2 показана зависимость ориентации поляризационного эллипса на выходе второй секции для нескольких углов поворота θ *. Как видно, поляризационный эллипс поворачивается точно вслед за поворотом секции. При этом эллиптичность волны меняется. При $\nu_1=\nu_2$ и $\theta=90°$ на выходе второй секции имеем круговую поляризацию.

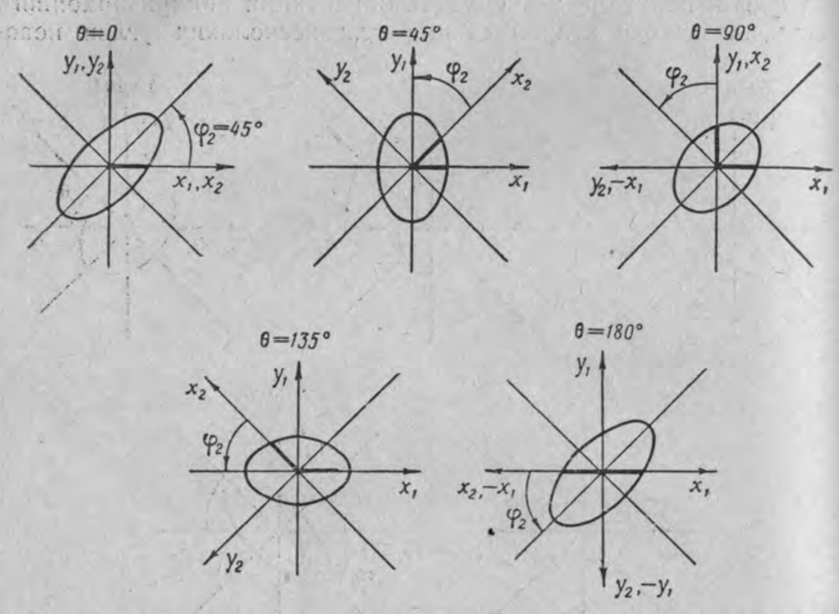


Фиг. 2. Зависимость ориентации поляризационного эллипса на выходе второй секции от угла $\theta°$ для случая $\nu_2>\nu_1$.

Во втором случае $(\nu_2<\nu_1)$ выражение (6) имеет максимум при $\varphi_{2\max}=\frac{1}{4}\pi$; $\frac{5\pi}{4}$ ... и минимум при $\varphi_{2\min}=\frac{3}{4}\pi$; $\frac{7}{4}\pi$ ... для всех $\theta°$, за исключением $\theta=90$ и 270°. При $\theta=90$ и 270° величина (6) максимальна при $\varphi_{2\max}=\frac{3}{4}\pi$; $\frac{7}{4}\pi$ ... и минимальна при $\varphi_{2\min}=\frac{\pi}{4}$; $\frac{5\pi}{4}$.

* На фиг. 2 жирными линиями показано взаимное положение пластин обеих секций при повороте второй секции.

Таким образом, наклон большой оси поляризационного эллипса на выходе второй секции определяется бо́льшей ошибкой и при $\nu_2<\nu_1$ для углов $\theta=90$ и $270°$ большая ось поляризационного эллипса будет наклонена под углом 45° к плоскости пластин первой секции xz (т. е. ось не следит за поворотом второй секции, как в первом случае).



Фиг. 3. Зависимость ориентации поляризационного эллипса на выходе второй секции от угла θ° для случая $\nu_2<\nu_1$.

Для осевого коэффициента поляризационного эллипса получаем

$$r_2=\sqrt{\frac{1+\cos^2\theta\sin(\nu_1+\nu_2)-\sin^2\theta\sin(\nu_1-\nu_2)}{1-\cos^2\theta\sin(\nu_1+\nu_2)+\sin^2\theta\sin(\nu_1-\nu_2)}}. \qquad (8)$$

Эта формула применима для всех θ, за исключением $\theta=90$ и $270°$, при которых

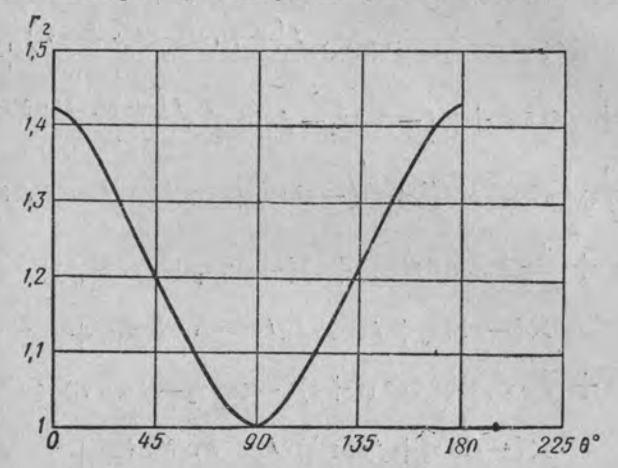
$$r_2=\sqrt{\frac{1+\sin(\nu_1-\nu_2)}{1-\sin(\nu_1-\nu_2)}}=\operatorname{ctg}\frac{1}{2}\left[\frac{\pi}{2}-(\nu_1-\nu_2)\right].$$

На фиг. 3 показана ориентация поляризационного эллипса на выходе второй секции. Здесь большая ось поляризационного эллипса всегда наклонена под углом 45° к пластинам той секции, которая вносит бо́льшую фазовую ошибку.

Из сравнения приведенных случаев видно, что при фазовых ошибках двух первых секций $\nu_1\neq\nu_2\neq0$ при вращении второй секции осевой коэффициент поляризационного эллипса изменяется с удвоенной частотой.

При $\theta=90$ и $270°$ коэффициент r_2 принимает минимальные значения. Так, при $\nu_1=\nu_2=10°$ максимальное значение r_2 равно 1,425 (фиг. 4).

С выхода второй секции волна поступает на третью секцию. В общем случае координатные оси третьей секции могут быть наклонены под некоторым углом ψ (см. фиг. 1) к координатным осям



Фиг. 4. Зависимость осевого коэффициента поляризационного эллипса на выходе второй секции от угла θ° для случая фазовых ошибок $\nu_1=\nu_2=10°$.

первой секции. Разложим поле на входе третьей секции по осям y_3 и x_3:

$$\left.\begin{aligned} E_{y3}&=E_{y2}\cos(\theta+\psi)+E_{x2}\sin(\theta+\psi);\\ E_{x3}&=-E_{y2}\sin(\theta+\psi)+E_{x2}\cos(\theta+\psi).\end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Подставляя в формулы (9) E_{y2} и E_{x2} из (5) и учитывая фазовый сдвиг $\pi/2$ и ошибку ν_3 третьей секции, получаем на выходе третьей секции

$$E_{y3}=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta\cos(\theta+\psi)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}-$$
$$-\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta\cos(\theta+\psi)(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}+$$
$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta\sin(\theta+\psi)(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}+$$
$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta\sin(\theta+\psi)(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)\times$$
$$\times(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)};$$

$$E_{x3}=-\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta\sin(\theta+\psi)\,e^{j\left(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3+\frac{\pi}{2}+\nu_3\right)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta\sin(\theta+\psi)(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)\,e^{j\left(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3+\frac{\pi}{2}+\nu_3\right)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta\cos(\theta+\psi)(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)\times$$

$$\times(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)\,e^{j\left(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3+\frac{\pi}{2}+\nu_3\right)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta\cos(\theta+\psi)(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)\,e^{j\left(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3+\frac{\pi}{2}+\nu_3\right)}=$$

$$=-\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta\sin(\theta+\psi)(-\sin\nu_3+j\cos\nu_3)\,e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta\sin(\theta+\psi)(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)\times$$

$$\times(-\sin\nu_3+j\cos\nu_3)\,e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sin\theta\cos(\theta+\psi)(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)\times$$

$$\times(-\sin\nu_3+j\cos\nu_3)\,e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}+$$

$$+\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\cos\theta\cos(\theta+\psi)(-\sin\nu_1+j\cos\nu_1)\times$$

$$\times(-\cos\nu_2-j\sin\nu_2)(-\sin\nu_3+j\cos\nu_3)\,e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)},$$

где l_3 — длина третьей секции.

Проекция поля на направление φ_3

$$E_3=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\{[\cos\theta\cos(\theta+\psi)\sin\varphi_3+\sin\theta\cos(\theta+\psi)\sin\varphi_3\sin\nu_1-$$

$$-\sin\theta\sin(\theta+\psi)\sin\varphi_3\cos\nu_2+\cos\theta\sin(\theta+\psi)\sin\varphi_3\sin(\nu_1+\nu_2)-$$

$$-\sin\theta\sin(\theta+\psi)\cos\varphi_3\cos(\nu_1+\nu_3)+\sin\theta\cos(\theta+\psi)\cos\varphi_3\sin(\nu_2+\nu_3)+$$

$$+\cos\theta\cos(\theta+\psi)\cos\varphi_3\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)+\cos\theta\sin(\theta+\psi)\cos\varphi_3\sin\nu_3]-$$

$$-j[\sin\theta\cos(\theta+\psi)\sin\varphi_3\cos\nu_1+\sin\theta\sin(\theta+\psi)\sin\varphi_3\sin\nu_2+$$

$$+\cos\theta\sin(\theta+\psi)\sin\varphi_3\cos(\nu_1+\nu_2)+\cos\theta\sin(\theta+\psi)\cos\varphi_3\cos\nu_3+$$

$$+\sin\theta\sin(\theta+\psi)\cos\varphi_3\sin(\nu_1+\nu_3)+\sin\theta\cos(\theta+\psi)\times$$

$$\times\cos\varphi_3\cos(\nu_2+\nu_3)-\cos\theta\cos(\theta+\psi)\times$$

$$\times\cos\varphi_3\sin(\nu_1+\nu_2+\nu_3)]\}\,e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}. \qquad (10)$$

Амплитуда этого поля зависит от угла φ_3:

$$E_{m3}=\frac{1}{\sqrt{2}}E_0\sqrt{1+\sin 2\theta\sin\nu_1[\cos^2(\theta+\psi)-\sin^2(\theta+\psi)]\times}$$

$$\overline{\times(\sin^2\varphi_3-\cos^2\varphi_3)+\cos^2\theta\sin 2(\theta+\psi)\sin(\nu_1+\nu_2)[\sin^2\varphi_3-\cos^2\varphi_3]+}$$

$$\overline{+\frac{1}{2}\sin 2\theta\sin 2(\theta+\psi)\sin 2\varphi_3[\cos(\nu_1-\nu_3)-\cos(\nu_1+\nu_3)]+}$$

$$\overline{+\cos^2\theta\cos^2(\theta+\psi)\sin 2\varphi_3\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)-\sin^2\theta\sin 2(\theta+\psi)\times}$$

$$\overline{\times\sin(\nu_1-\nu_2)(\sin^2\varphi_3-\cos^2\varphi_3)+\sin^2\theta\cos^2(\theta+\psi)\sin 2\varphi_3\cos\times}$$

$$\overline{\times[\nu_1-(\nu_2+\nu_3)]+\sin^2\theta\sin^2(\theta+\psi)\sin 2\varphi_3\cos[\nu_2-(\nu_1-\nu_3)]+}$$

$$\overline{+\cos^2\theta\sin^2(\theta+\psi)\sin 2\varphi_3\cos[\nu_3-(\nu_1+\nu_2)]}. \qquad (11)$$

Функция (11) имеет максимум при $\varphi_{3max}=\frac{\pi}{4};\ \frac{5}{4}\pi\ldots$ и минимум при $\varphi_{3min}=\frac{3}{4}\pi;\ \frac{7}{4}\pi\ldots$, вычисляя которые с помощью (11) найдем осевой коэффициент поляризационного эллипса на выходе фазовращателя:

$$r_3=\sqrt{\frac{1+\frac{1}{2}\sin 2\theta\sin 2(\theta+\psi)[\cos(\nu_1-\nu_3)-\cos(\nu_1+\nu_3)]+}{1-\frac{1}{2}\sin 2\theta\sin 2(\theta+\psi)[\cos(\nu_1-\nu_3)-\cos(\nu_1+\nu_3)]-}}$$

$$\overline{\frac{+\cos^2\theta\cos^2(\theta+\psi)\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)+\sin^2\theta\cos^2(\theta+\psi)\cos[\nu_1-}{-\cos^2\theta\cos^2(\theta+\psi)\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)-\sin^2\theta\cos^2(\theta+\psi)\cos[\nu_1-}}$$

$$\overline{\frac{-(\nu_2+\nu_3)]+\sin^2\theta\sin^2(\theta+\psi)\cos[\nu_2-(\nu_1+\nu_3)]+}{-(\nu_2+\nu_3)]-\sin^2\theta\sin^2(\theta+\psi)\cos[\nu_2-(\nu_1+\nu_3)]-}}$$

$$\overline{\frac{+\cos^2\theta\sin^2(\theta+\psi)\cos[\nu_3-(\nu_1+\nu_2)]}{-\cos^2\theta\sin^2(\theta+\psi)\cos[\nu_3-(\nu_1+\nu_2)]}}. \qquad (12)$$

Из формулы (12) видно, что при наличии секционных фазовых ошибок ν_1, ν_2, ν_3 на выходе фазовращателя получается волна с эллиптической поляризацией вместо линейно поляризованной волны.

При $\psi=0$ большая ось поляризационного эллипса всегда наклонена под углом 45° к плоскости пластин третьей секции. При вращении второй секции меняется только осевой коэффициент

поляризационного эллипса. В этом случае формула (12) приобретает вид

$$r_3=\sqrt{\frac{1+\cos^4\theta\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)+\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\,[\cos(\nu_1-\nu_3)-\cos(\nu_1+\nu_3)]+\frac{1}{4}\sin^2 2\theta\,\{\cos[\nu_1-(\nu_2+\nu_3)]+\cos[\nu_3-(\nu_1+\nu_2)]\}+\sin^4\theta\cos[\nu_2-(\nu_1+\nu_3)]}{1-\cos^4\theta\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\,[\cos(\nu_1-\nu_3)-\cos(\nu_1+\nu_3)]-\frac{1}{4}\sin^2 2\theta\,\{\cos[\nu_1-(\nu_2+\nu_3)]+\cos[\nu_3-(\nu_1+\nu_2)]\}-\sin^4\theta\cos[\nu_2-(\nu_1+\nu_3)]}}. \qquad (13)$$

По формуле (13) можно вычислить эллиптичность волны на выходе фазовращателя при известных ошибках ν_1, ν_2, ν_3 с изменением ориентации полуволновой секции.

Для $\theta=0$ (пластины всех трех секций лежат в одной плоскости) из выражения (13) имеем

$$r_3=\sqrt{\frac{1+\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)}{1-\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)}}=\operatorname{ctg}\left(\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}\right).$$

2. ВЛИЯНИЕ СЕКЦИОННЫХ АМПЛИТУДНЫХ ОШИБОК НА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

Ход расчета остается таким же, как при рассмотрении секционных фазовых ошибок.

Пусть амплитуда составляющей E_{y1} меньше амплитуды составляющей E_{x1} на величину Δ_1 после прохождения первой секции. Зависимость амплитуды поля на выходе первой секции от угла φ_1 и от секционной амплитудной ошибки Δ_1 будет

$$E_{1\Delta}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{E_0^2-2\Delta_1E_0\sin^2\varphi_1+\Delta_1^2\sin^2\varphi_1}. \qquad (14)$$

Это выражение имеет максимум при $\varphi_{1\max}=\pi;\ 2\pi\ldots$ и минимум при $\varphi_{1\min}=\frac{\pi}{2};\ \frac{3}{2}\pi$. Эллиптичность волны будет

$$r_1=\sqrt{\frac{1}{1-2\frac{\Delta_1}{E_0}+\frac{1}{E_0^2}\Delta_1^2}}. \qquad (15)$$

Большая ось поляризационного эллипса параллельна той оси, амплитуда волны вдоль которой больше (в нашем случае оси x_1).

Если принять, что амплитудная ошибка, вносимая второй секцией, равна Δ_2, то на выходе секции получим

$$\left.\begin{aligned}
E_{y2}&=\frac{1}{\sqrt{2}}[(E_0-\Delta_1-\Delta_2)\cos\theta\, e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)}-\\
&\quad -j(E_0-\Delta_2)\sin\theta\, e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)}];\\
E_{x2}&=\frac{1}{\sqrt{2}}[(E_0-\Delta_1)\sin\theta\, e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2+\pi)}+\\
&+jE_0\cos\theta\, e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2+\pi)}]=\frac{1}{\sqrt{2}}[-(E_0-\Delta_1)\sin\theta\, e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)}-\\
&\quad -jE_0\cos\theta\, e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2)}].
\end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

Для амплитуды поля на выходе второй секции имеем

$$E_{2\Delta}=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{[E_0^2+(\Delta_1^2-2\Delta_1E_0)(\sin^2\theta\cos^2\varphi_2+\cos^2\theta\sin^2\varphi_2)+(\Delta_2^2-2\Delta_2E_0)\sin^2\varphi_2+2\Delta_1\Delta_2\sin\varphi_2\cos\theta\sin(\varphi_2-\theta)+\Delta_1E_0\sin 2\varphi_2\sin 2\theta-\frac{1}{2}\Delta_1^2\sin 2\varphi_2\sin 2\theta]}.$$

После исследования этой функции на максимум и минимум получаем выражение для осевого коэффициента поляризационного эллипса:

$$r_2=\sqrt{\frac{E_0^2+(\Delta_1^2-2\Delta_1E_0)\sin^2\theta}{E_0^2+(\Delta_1^2-2\Delta_1E_0)\cos^2\theta+(\Delta_2^2-2\Delta_2E_0)+2\Delta_1\Delta_2\cos^2\theta}}. \qquad (17)$$

При определении коэффициента r_2 как отношения большой оси поляризационного эллипса к малой эта формула справедлива для всех углов $\theta°$ при $\Delta_1<\Delta_2$ и, за исключением $\theta=90$ и $270°$, при $\Delta_1>\Delta_2$ (т. е. при $\Delta_1<\Delta_2$ поляризационный эллипс поворачивается вместе с вращением второй секции на тот же угол). Это происходит и при $\Delta_1>\Delta_2$, за исключением углов $\theta=90$ и $270°$, когда ориентация большой оси поляризационного эллипса на выходе второй секции определяется преобладающей ошибкой первой секции.

При $\theta=0$ или $180°$ из выражения (17) имеем

$$r_2=\sqrt{\frac{1}{1-\frac{2}{E_0}(\Delta_1+\Delta_2)+\frac{2}{E_0^2}\Delta_1\Delta_2+\frac{1}{E_0^2}(\Delta_1^2+\Delta_2^2)}}.$$

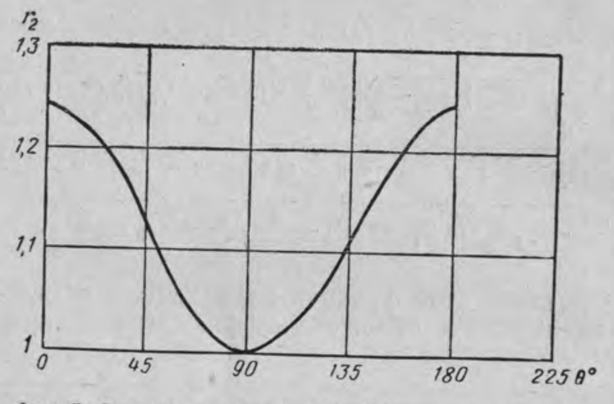
Для примера на фиг. 5 показано изменение осевого коэффициента поляризационного эллипса на выходе вращающейся вто-

рой секции. Коэффициент r_2 рассчитан при 10%-ных амплитудных ошибках в секциях

$$\Delta_1 = \Delta_2 = 0{,}1\,E_0.$$

На выходе третьей секции, имеющей амплитудную ошибку Δ_3, замедляющие пластины которой расположены по оси x_3, имеем

$$E_{y3} = \frac{1}{\sqrt{2}} [(E_0 - \Delta_1 - \Delta_2 - \Delta_3) \cos\theta \cos(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)} -$$
$$- j(E_0 - \Delta_1 - \Delta_3) \sin\theta \cos(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)} -$$
$$- (E_0 - \Delta_1 - \Delta_3) \sin\theta \sin(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)} -$$
$$- j(E_0 - \Delta_3) \cos\theta \sin(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)}];$$



Фиг. 5. Зависимость осевого коэффициента поляризационного эллипса на выходе второй секции от угла $\theta°$ для амплитудных ошибок $\Delta_1 = \Delta_2 = 0{,}1 E_0$.

$$E_{x3} = \frac{1}{\sqrt{2}} [- j(E_0 - \Delta_1 - \Delta_2) \cos\theta \sin(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)} -$$
$$- (E_0 - \Delta_2) \sin\theta \sin(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)} -$$
$$- j(E_0 - \Delta_1) \sin\theta \cos(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)} +$$
$$+ E_0 \cos\theta \cos(\theta + \psi)\, e^{j(\omega t - \beta l_1 - \beta l_2 - \beta l_3)}]. \quad (18)$$

Для амплитуды поля на выходе фазовращателя имеем (при этом для простоты принято $\psi = 0°$):

$$E_{3\Delta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{E_0^2(\sin^4\theta + \cos^4\theta) + (\Delta_2^2 - 2\Delta_2 E_0)(\sin^4\theta \cos^2\varphi_3 +}$$
$$\overline{+ \cos^4\theta \sin^2\varphi_3) + (\Delta_1^2 + 2\Delta_1\Delta_3 + \Delta_3^2 - 2\Delta_1 E_0 - 2\Delta_3 E_0) \sin^2\varphi_3 \times}$$
$$\overline{\times (\sin^4\theta + \cos^4\theta) + (2\Delta_1\Delta_2 + 2\Delta_2\Delta_3) \cos^4\theta \sin^2\varphi_3 +}$$

$$\overline{+ \left(\frac{1}{2}\Delta_1^2 + \frac{1}{2}\Delta_1\Delta_2 - 2\Delta_1 E_0\right) \sin^2 2\theta \cos^2\varphi_3 + (E_0^2 - \Delta_1 E_0 - \Delta_2 E_0 -}$$
$$\overline{- \Delta_3 E_0) \sin 2\varphi_3 (\sin^4\theta + \cos^4\theta) + \left(\frac{1}{2}E_0^2 - \frac{1}{2}\Delta_1 E_0 - \frac{1}{2}\Delta_2 E_0 -\right.}$$
$$\overline{\left.- \frac{1}{2}\Delta_3 E_0 + \frac{1}{4}\Delta_1\Delta_2 + \frac{1}{4}\Delta_2\Delta_3 + \Delta_1\Delta_3\right) \sin^2 2\theta \sin 2\varphi_3 +}$$
$$\overline{+ (\Delta_1\Delta_2 + \Delta_2\Delta_3) \sin^4\theta \sin 2\varphi_3 + \left(E_0\Delta_1 - E_0\Delta_3 - \Delta_1\Delta_3 + \frac{1}{2}\Delta_3^2 +\right.}$$
$$\overline{\left.+ \frac{1}{2}\Delta_2\Delta_3\right) \sin^2 2\theta \sin^2\varphi_3 + \left(\frac{1}{2}\Delta_1^2 + \frac{1}{2}\Delta_1\Delta_2\right) \sin^2 2\theta \times}$$
$$\overline{\times (\cos^2\varphi_3 - \sin^2\varphi_3) + \sin^2 2\theta \left(\frac{1}{2}E_0^2 - \frac{1}{2}\Delta_2 E_0 + \frac{1}{4}\Delta_2^2\right)}]. \quad (19)$$

Из проведенного анализа видно, что на выходе фазовращателя при чисто амплитудных ошибках волна всегда линейно поляризована. В этом случае после прохождения фазовращателя одна из составляющих получает фазовый сдвиг 360° относительно другой и составляющие на выходе синфазны. Из-за амплитудных ошибок уменьшается амплитуда линейно поляризованной волны на выходе фазовращателя.

При вращении второй секции поляризация и амплитуда линейно поляризованной волны на выходе фазовращателя изменяются. При $\varphi_3 = 45°$ выражение (19) упрощается:

$$E_{3\Delta} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{2E_0^2 - 2E_0(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3) +}$$
$$\overline{+ (\Delta_1\Delta_2 + \Delta_2\Delta_3 + \Delta_1\Delta_3) + \frac{1}{2}(\Delta_1^2 + \Delta_2^2 + \Delta_3^2)}. \quad (20)$$

Таким образом, амплитуда волны H_{11} по направлению $\varphi_3 = 45°$ не зависит от угла поворота второй секции $\theta°$.

3. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ОШИБОК В СЕКЦИЯХ НА РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЙ ФАЗОВЫЙ СДВИГ ФАЗОВРАЩАТЕЛЯ

Рассмотрим случай наличия только фазовых ошибок в секциях:

$$\nu_1 \neq \nu_2 \neq \nu_3 \neq 0.$$

Как показано выше, при наличии фазовых секционных ошибок большая ось поляризационного эллипса на выходе фазовращателя наклонена под углом 45° к плоскости пластин последней секции. При работе фазовращателя в устройствах с. в. ч. обычно применяют переход от круглого волновода фазовращателя к прямо-

угольному волноводу, широкая стенка которого устанавливается под углом в 45° к плоскости пластин последней секции фазовращателя (т. е. направление большой оси поляризационного эллипса составляет угол в 90° с широкой стенкой прямоугольного волновода).

Приняв в уравнении (10) угол $\varphi_3=45°$ после приведения подобных членов получаем

$$E_3=\frac{1}{2}E_0\{\{\cos\theta\cos(\theta+\psi)[1+\cos(\nu_1+\nu_2+\nu_3)]+\sin\theta\cos(\theta+\psi)\times$$
$$\times[\sin\nu_1+\sin(\nu_2+\nu_3)]-\sin\theta\sin(\theta+\psi)[\cos\nu_2+\cos(\nu_1+\nu_3)]+$$
$$+\cos\theta\sin(\theta+\psi)[\sin\nu_3+\sin(\nu_1+\nu_2)]\}-j\{\sin\theta\cos(\theta+\psi)\times$$
$$\times[\cos\nu_1+\cos(\nu_2+\nu_3)]+\sin\theta\sin(\theta+\psi)[\sin\nu_2+\sin(\nu_1+\nu_3)]+$$
$$+\cos\theta\sin(\theta+\psi)[\cos\nu_3+\cos(\nu_1+\nu_2)]-$$
$$-\cos\theta\cos(\theta+\psi)\sin(\nu_1+\nu_2+\nu_3)\}\}e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3)}. \quad (21)$$

При отсутствии фазовых ошибок $\nu_1=\nu_2=\nu_3=0$ из формулы (21) имеем

$$E_3=E_0e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3-2\theta-\psi)}. \quad (22)$$

Таким образом, при круговой поляризации в каждой из трех секций фазовращателя амплитуда результирующей составляющей на выходе равна E_0, а фаза изменяется на двойной угол поворота второй секции 2θ. Если ориентация плоскостей пластин первой и третьей секций отличается на угол ψ, то этот угол также входит как часть фазового угла в проходящую волну [уравнение (22)].

Обычно фазовращатель настраивают таким образом, чтобы $\psi=0$. Тогда

$$E_3=E_0e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3-2\theta)}. \quad (23)$$

При наличии ошибок в секциях из уравнения (21) после ряда преобразований (при $\psi=0°$) имеем

$$E_3=A_1e^{j(\omega t-\beta l_1-\beta l_2-\beta l_3-2\theta+\Delta\Phi)}, \quad (24)$$

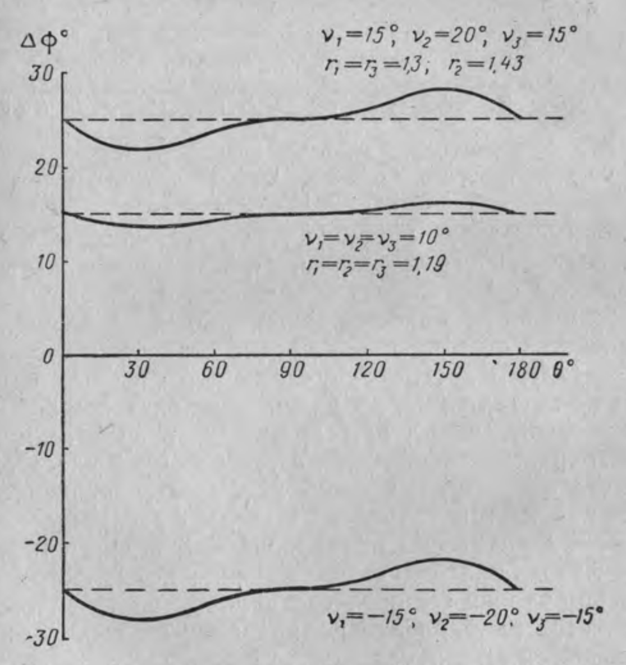
где амплитуда

$$A_1=E_0\sqrt{\cos^4\theta\cos^2\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}+\sin^4\theta\cos^2\frac{\nu_1-\nu_2+\nu_3}{2}+\sin^2 2\theta\cos^2\frac{\nu_1-\nu_3}{2}\cos^2\frac{\nu_2}{2}-\frac{1}{2}\sin^2 2\theta\cos\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}\cos\frac{\nu_1-\nu_2+\nu_3}{2}} \quad (25)$$

а фазовая ошибка, вносимая фазовращателем,

$$\Delta\Phi=2\theta-\operatorname{arc\,tg}\frac{-\cos^2\theta\sin\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}\times\cos\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}+\sin 2\theta\cos\frac{\nu_1-\nu_3}{2}\cos\frac{\nu_2}{2}\cos\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}+\sin^2\theta\sin\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}\cos\frac{\nu_1-\nu_2+\nu_3}{2}}{\cos^2\theta\cos^2\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}+\sin 2\theta\cos\frac{\nu_1-\nu_3}{2}\cos\frac{\nu_2}{2}\sin\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}-\sin^2\theta\cos\frac{\nu_1+\nu_2+\nu_3}{2}\cos\frac{\nu_1-\nu_2+\nu_3}{2}}\mp K\pi. \quad (26)$$

$K=0, 1, 2\ldots$ берется такой величины, чтобы $\Delta\Phi$ по абсолютному значению было минимальным.

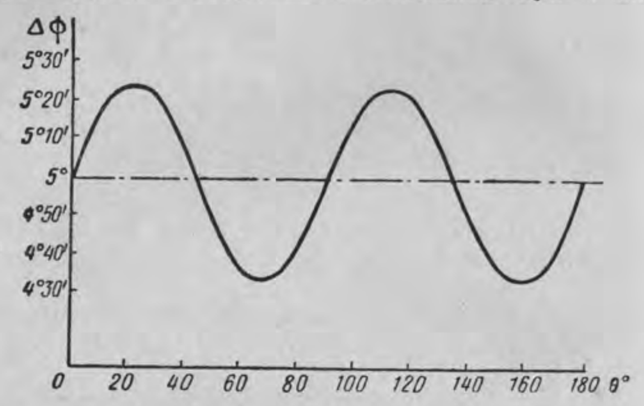


Фиг. 6. Зависимость фазовой ошибки фазовращателя от угла поворота второй секции $\theta°$ при различных секционных фазовых ошибках.

Из выражений (25) и (26) видно, что при наличии фазовых ошибок в секциях амплитуда и фазовая ошибка волны на выходе

фазовращателя меняются при вращении центральной секции фазовращателя.

По формуле (26) построен график (фиг. 6), показывающий зависимость фазовой ошибки фазовращателя от секционных фазовых ошибок. Над каждой кривой указаны секционные фазовые ошибки и соответствующие им эллиптичности каждой секции фазовращателя. Из графиков, а также из проведенных расчетов при других практически возможных значениях ν_1, ν_2, ν_3 видно, что фазовая ошибка фазовращателя будет максимальной при θ около 150°,



Фиг. 7. Зависимость фазовой ошибки фазовращателя от угла поворота второй секции $\theta°$ при $\nu_1=\nu_2=-\nu_3$ ($\nu_1=10°$, $\nu_2=10°$, $\nu_3=-10°$).

если секционные фазовые ошибки ν_1, ν_2, ν_3 положительны, и при θ около 30°, если они отрицательны. При вращении второй секции фазовая ошибка фазовращателя меняется с удвоенной частотой. В случае секционных ошибок разных знаков и величины максимальная фазовая ошибка и положение максимума определяются по формуле (26). В частном случае, когда фазовые ошибки всех секций равны по величине, но знаки ошибок в первой и третьей секциях противоположны, при вращении второй секции фазовая ошибка фазовращателя меняется с учетверенной частотой (фиг. 7).

При чисто амплитудных ошибках фазовая погрешность отсутствует, так как в этом случае на выходе фазовращателя обе составляющие эллиптически поляризованной волны синфазны, т. е. на выходе фазовращателя имеем линейно поляризованную волну. При вращении второй секции из-за эллиптичности волны в каждой секции меняется направление поляризации на выходе и одновременно изменяется амплитуда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Саусворт, Принципы применения волноводной передачи, «Советское радио», 1955.

2. Fox A., „An adjustable Wave—Guide Phase Changer", Proc. JRE, vol. 35, № 12, December, 1947.

УДК 621.396.677.715.001.5 : 621.396.965

Докт. техн. наук *Л. Н. ДЕРЮГИН*

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЕКЦИОНИРОВАНИЯ СКАНИРУЮЩИХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Электромеханическое и электрическое сканирование лучом антенных решеток в широком диапазоне углов в большинстве случаев осуществляется с помощью системы механических или электрических управляемых фазовращателей, включенных определенным образом в волноводный тракт антенны [1], [3], [4], [5]. К этой схеме сводятся и сканирующие антенны с подвижной стенкой волновода или с подвижным ножом [6], а также антенны с частотным сканированием [2], так как отрезки волноводов между излучателями могут рассматриваться здесь как последовательно включенные фазовращатели с механическим или частотным управлением.

Управляемые фазовращатели являются элементами, которые неизбежно ухудшают характеристики антенной системы. Они вносят в тракт значительные потери высокочастотной мощности, являются источниками фазовых и амплитудных ошибок в раскрыве антенны, ограничивают пропускаемую мощность. Отражения от фазовращателей, которые могут изменяться в процессе сканирования, увеличивают дисперсионность волноводного тракта и существенно затрудняют настройку антенны.

Отрицательное действие фазовращателей на характеристики антенны проявляется особенно сильно в случае электрических фазовращателей (ферритовых, полупроводниковых, плазменных), основанных на зависимости высокочастотных параметров сред от управляющих магнитных или электрических полей. Подобные фазовращатели отличаются особенно большими тепловыми потерями, малой пропускаемой мощностью, неидентичностью образцов, наличием гистерезисных эффектов, температурной и временной нестабильностью.

Отмеченные обстоятельства существенно ограничивают размеры сканирующих антенн или значительно ухудшают их основные характеристики (коэффициент полезного действия, шумовую температуру, коэффициент усиления, разрешающую способность, уровень боковых лепестков) по сравнению с характеристиками аналогичных несканирующих антенн.

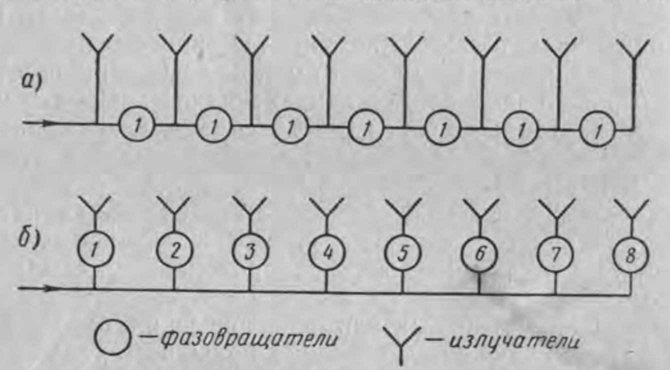
Другим фактором, ограничивающим возможности сканирующих антенн, является сложность системы управления, которая возрастает с увеличением размеров антенны.

Одним из методов улучшения характеристик сканирующих антенных решеток является их секционирование, т. е. разделение решетки на ряд одинаковых сканирующих секций, сопряженных по фазе с помощью дополнительной системы фазовращателей. Не следует рассматривать секционирование как универсальный метод, способный улучшить все характеристики антенны. Это компромиссный метод, позволяющий улучшить одни характеристики за счет других. Например, он дает возможность повысить к. п. д. антенны за счет усложнения системы управления и наоборот. Тем не менее с помощью секционирования может быть достигнут весьма значительный эффект в отношении увеличения размеров сканирующих антенн, так как оно позволяет снять ограничения по тому фактору, который первым начинает лимитировать размеры.

Ниже рассмотрены некоторые возможности секционирования в отношении увеличения размеров линейных сканирующих антенных решеток.

1. СЕКЦИОНИРОВАНИЕ ПРИ ЗАДАННОМ МАКСИМАЛЬНОМ ЧИСЛЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО ВКЛЮЧЕННЫХ ФАЗОВРАЩАТЕЛЕЙ l

Из линейных сканирующих решеток наиболее простой в отношении конструкции и управления является система с последовательным включением фазовращателей в волноводный тракт (фиг. 1, *а*). Все фазовращатели здесь идентичны, управляются по одному и тому же закону и поворачивают фазу не более чем на 360°. Сканирующие антенны с подвижной стенкой волновода или с подвижным ножом, а также простейшие антенны частотного сканирования работают по этой схеме.



Фиг. 1. Простейшие одноэтажные схемы включения фазовращателей.

а—последовательная, *б*—параллельная. Цифры в кружках указывают относительные углы поворота фазы.

Длина подобной антенны в большинстве случаев ограничивается двумя факторами: потерями мощности в фазовращателях и фазовыми ошибками фазовращателей. При заданном к. п. д. антенны или при заданной фазовой ошибке на конце антенны число последовательно включенных фазовращателей не должно превышать некоторого числа l, которое зависит от потерь и фазовой ошибки одного фазовращателя. Максимальное число излучателей соответственно будет $J=l+1$, а максимальная длина антенны при расстоянии между излучателями $\lambda/2$ будет $L=(l+1)\lambda/2$.

Из электрически управляемых фазовращателей наименьшими потерями в трехсантиметровом диапазоне обладают ферритовые фазовращатели [4], [5]. При к. п. д. антенны порядка 50% можно последовательно включать $l=8\div12$ таких фазовращателей, каждый из которых допускает изменение фазы на 360°. Это соответствует ширине луча 11—13°. Ограничения по фазовой ошибке в значительной степени зависят от мер, принятых для повышения идентичности и температурной стабильности фазовращателей.

В электромеханических системах типа волновода с подвижной стенкой число последовательных фазовращателей ограничивается фазовыми ошибками, зависящими от точности изготовления подвижной системы, и практически может достигать $l=75\div300$. В системах с частотным сканированием число l ограничивается тепловыми потерями в замедляющей волноводной системе и при 10% девиации частоты имеет порядок 100.

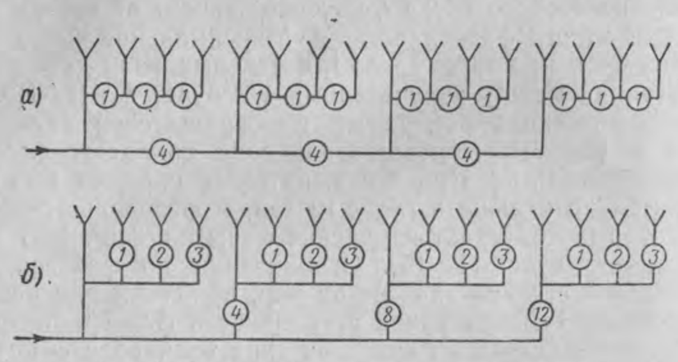
Таким образом, длина сканирующей антенной решетки с простейшей последовательной схемой включения фазовращателей практически не может быть большой, особенно при электрически управляемых фазовращателях.

Длину антенны можно увеличить путем применения параллельной схемы включения фазовращателей (фиг. 1, *б*), в которой потери и фазовые ошибки фазовращателей не суммируются по длине антенны. Однако в этой схеме углы поворота фазы фазовращателями не одинаковы; они должны нарастать пропорционально номерам фазовращателей и значительно превышают 360°. Для каждого фазовращателя необходимо иметь отдельный сигнал и канал управления. Все это существенно усложняет систему управления антенны с параллельной схемой и практически ограничивает ее длину.

Секционирование позволяет увеличить длину сканирующей решетки без чрезмерного усложнения управляющей системы. Эффект дает уже двухэтажная схема секционирования, показанная на фиг. 2, *а*. Антенная решетка разделена на N_2 секций с N_1 излучателями в каждой (первый этаж), между которыми включены межсекционные фазовращатели (второй этаж). Фазовращатели каждого этажа идентичны между собой, но межсекционные фазовращатели для обеспечения линейности фазового фронта должны

поворачивать фазу на угол в N_1 раз больший, чем внутрисекционные фазовращатели. Таким образом, для двухэтажной системы требуется два управляющих сигнала.

Определим максимально возможное число излучателей в двухэтажной антенне. Нетрудно видеть, что высокочастотная энергия достигает последнего излучателя, проходя через N_1—1 фазовращателей первого этажа и N_2—1 фазовращателей второго этажа,



Фиг. 2. Двухэтажные схемы секционирования.

а—последовательная, *б*—параллельная.

т. е. число последовательно включенных фазовращателей составляет здесь $i=N_1+N_2-2$. Если число i задано, то $N_1=i+2-N_2$, и общее число излучателей будет

$$J=N_1N_2=N_2(i+2-N_2). \qquad (1)$$

Зависимость числа излучателей J от числа секций N_2 двухэтажной антенны при $i=12$ приведена в табл. 1. Если i четное, то при оптимальном значении $N_2=\frac{i}{2}+1$ число излучателей двухэтажной антенны достигает максимума:

$$J_{\max}=N^2_{2\,\text{опт}}=\left(\frac{i}{2}+1\right)^2. \qquad (2)$$

При нечетном i

$$N_{2\,\text{опт}}=\frac{i}{2}+1\pm\frac{1}{2}; \quad J_{\max}=\left(\frac{i}{2}+1\right)^2-\frac{1}{4}. \qquad (2')$$

Таблица 1

N_2	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
J	13	24	33	40	45	48	49	48	45	40	33	24	13

При выводе формулы (2) предполагалось, что в отношении вносимых потерь и ошибок фазовращатели второго и первого этажа эквивалентны. Если фазовращатели второго этажа вносят в α раз большие потери или ошибки, чем фазовращатели первого этажа, то формулы (2) принимают вид

$$N_{2\,\text{опт}}=\frac{i+1+\alpha}{2\alpha}; \quad J_{\max}=\alpha N^2_{2\,\text{опт}}=\frac{(i+1+\alpha)^2}{4\alpha},$$

где взяты ближайшие целые значения $N_{2\text{опт}}$ и $J_{\max}$. При этом оптимальное число секций и максимальное число излучателей уменьшаются. Ниже будем рассматривать лишь случай, когда $\alpha=1$.

Дальнейшее увеличение числа излучателей последовательной схемы при заданном i может быть достигнуто путем увеличения числа этажей. Трехэтажную систему можно построить из оптимальных двухэтажных систем. При этом для сохранения общего числа последовательно включенных фазовращателей третий этаж должен быть образован за счет уменьшения числа фазовращателей в верхних этажах (номера этажей растут сверху вниз). Можно показать, что при любом числе этажей n (при i, кратном n) оптимальной является схема, в которой число ветвей в каждом этаже одинаково и составляет

$$N=\frac{i}{n}+1. \qquad (3)$$

Общее число излучателей в такой схеме будет

$$J_{\max}=N^n=\left(\frac{i}{n}+1\right)^n. \qquad (4)$$

Необходимое для управления фазовращателями количество различных управляющих сигналов p равно числу этажей n. При этом частота управляющего сигнала f растет с номером этажа k по закону

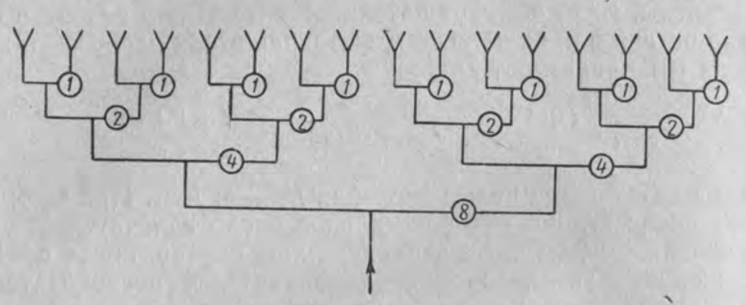
$$f_k=\left(\frac{i}{n}+1\right)^{k-1}f_1, \qquad (5)$$

где f_1 — частота управляющего сигнала первого (верхнего) этажа, равная частоте сканирования.

Таким образом, путем увеличения числа этажей секционированной антенны можно получить весьма значительное увеличение числа излучателей при сохранении заданного числа последовательно включенных фазовращателей i. Число различных сигналов управления при этом остается сравнительно небольшим.

Увеличивая число этажей при заданном i, в пределе придем к схеме с максимальным возможным числом этажей $n=i$. В этой схеме, которую мы будем называть двоичной, $N=\frac{i}{n}+1=2$, т. е. в каждом этаже имеется две ветви, в одну из которых включен

фазовращатель (фиг. 3). Число различных сигналов управления равно числу последовательно включенных фазовращателей, т. е.



Фиг. 3. Двоичная схема секционирования. $i=4$, $p=4$, $n=4$, $N=2$.

$p=i=n$. Двоичная схема обеспечивает наибольшее возможное число излучателей при заданном i и минимальном p:

$$J_{\max}=2^{i}. \qquad (6)$$

Частоты управляющих сигналов по этажам будут

$$f_k=2^{k-1}f_1. \qquad (7)$$

2. СЕКЦИОНИРОВАНИЕ ПРИ ЗАДАННОМ МАКСИМАЛЬНОМ ЧИСЛЕ РАЗЛИЧНЫХ СИГНАЛОВ УПРАВЛЕНИЯ p

Одноэтажная антенна с p различными сигналами управления, построенная по простейшей параллельной схеме включения фазовращателей (см. фиг. 1, *б*), имеет $J=p+1$ излучателей. При том же p двухэтажная секционированная система с параллельным включением межсекционных фазовращателей (см. фиг. 2, *б*) позволяет иметь

$$J=N_2(p+2-N_2) \qquad (8)$$

излучателей. Наибольшее число излучателей (при четном p)

$$J_{\max}=\left(\frac{p}{2}+1\right)^2 \qquad (9)$$

обеспечивается при оптимальном числе секций

$$N_{2\,\text{опт}}=\frac{p}{2}+1. \qquad (10)$$

Дальнейшее развитие параллельной схемы при заданном p можно вести путем увеличения числа этажей n при соответствующем увеличении числа последовательно включенных фазовращателей i. При этом, как и в предыдущем случае, наибольшее число излучателей (при p, кратном n)

$$J_{\max}=N^n=\left(\frac{p}{n}+1\right)^n \qquad (11)$$

будет при оптимальной схеме, в которой число ветвей во всех этажах одинаково и равно

$$N=\frac{p}{n}+1. \qquad (12)$$

Нетрудно видеть, что формулы для $J_{\max}$ и N в случае параллельной схемы секционирования получаются из соответствующих формул последовательной схемы путем замены i величиной p. При увеличении числа этажей n до значения $n=p$ приходим также к предельной двоичной схеме, для которой $p=i=n$. Эта схема обеспечивает наибольшее возможное число излучателей

$$J_{\max}=2^{p} \qquad (13)$$

при заданном и минимальном i.

3. ОПТИМАЛЬНАЯ СХЕМА ПРИ ЗАДАННЫХ i И p

Случай, когда $p>i$. Двоичная схема является пределом, к которому приводит развитие последовательной схемы разветвления путем увеличения числа этажей при заданном i. В этой схеме $n=i$ и увеличение n уже невозможно. Дальнейшее развитие антенны возможно лишь путем параллельного соединения двоичных схем с помощью еще одного этажа параллельно включенных фазовращателей. При этом для сохранения i должен быть ликвидирован один этаж в двоичных схемах. Тогда остается $p-(i-1)$ фазовращателей с различными частотами управления, с помощью которых можно соединить $p-(i-1)+1$ двоичных схем. Таким образом, при заданных i и p $(i<p)$ оптимальная секционированная антенна состоит из $p-i+2$ параллельно соединенных $(i-1)$ этажных двоичных схем и имеет

$$J_{\max}=2^{p-1}(i-p+2) \qquad (14)$$

излучателей.

Случай, когда $i>p$. Аналогичные рассуждения показывают, что в этом случае оптимальная антенна состоит из $i-p+2$ последовательно соединенных $(p-1)$-этажных двоичных схем и имеет

$$J_{\max}=2^{i-1}(p-i+2) \qquad (15)$$

излучателей.

Если $i=p$, то оптимальной является чисто двоичная схема с $n=i=p$ этажами и $J_{\max}=2^n$ излучателями.

В табл. 2 приведено число излучателей в оптимальных схемах в зависимости от i и p. Диагональ таблицы соответствует двоичным схемам с $i=p$.

Таблица 2

p \ i	1	2	3	4	5	6	7	8
1	2	3	4	5	6	7	8	9
2	3	4	6	8	10	12	14	16
3	4	6	8	12	16	20	24	28
4	5	8	12	16	24	32	40	48
5	6	10	16	24	32	48	64	80
6	7	12	20	32	48	64	96	128
7	8	14	24	40	64	96	128	192
8	9	16	28	48	80	128	192	256

Из приведенных данных явствует, что применение разветвленных секционированных систем дает весьма существенный эффект в отношении увеличения числа излучателей и длины антенны при заданных числах последовательно включенных фазовращателей и различных частот управления по сравнению с простейшими одноэтажными последовательной и параллельной схемами. Например, при $i=8$ и $p=8$ число излучателей в одноэтажных схемах составляет 8, а в двоичной схеме 256.

Этот эффект достигается за счет совместного использования наибольших возможных значений i и p. Необходимая частота вращения фазы в каждом излучателе составляется из частот вращения фазы последовательно включенных фазовращателей в двоичной системе счисления.

Надо отметить, что общее число фазовращателей в описанных разветвленных схемах всегда на единицу меньше числа излучателей, как и в одноэтажных схемах. Частота вращения фазы в последнем этаже разветвленной схемы ниже, чем в последнем фазовращателе одноэтажной параллельной схемы при той же длине антенны и частоте сканирования. Кратность частот управляющих сигналов двоичной схемы (7) облегчает построение управляющего устройства. При использовании фазовращателей со сбросом фазы через 360° вследствие указанной кратности частот моменты сбросов всех фазовращателей совпадают с моментами сброса наиболее быстрых фазовращателей последнего этажа.

Двоичная схема является основной частью оптимальных разветвленных систем. Недостатком рассмотренной двоичной схемы является ее несимметрия, приводящая к неравномерному амплитудному распределению поля в раскрыве вследствие неодинакового числа фазовращателей на путях сигнала к различным излучателям. Эту неравномерность можно уменьшить с помощью разветвлений с несимметричным разделением мощности, компенсирующим потери в плече с фазовращателем. Однако этот способ не может полностью уничтожить несимметрию, так как при повороте фазы потери в фазовращателях несколько изменяются. Более радикальное решение вопроса дает симметричная двоичная схема, в которой фазовращатели, вращающие фазу в противоположном направлении, включены в обе ветви каждого разветвления. При этом число фазовращателей в антенне увеличивается вдвое, но вдвое уменьшаются частоты управляющих сигналов и углы поворота фазы.

Дополнительные возможности увеличения числа излучателей представляет троичная схема секционирования, в которой в каждом этаже канализирующая система разделяется на три канала. При этом в крайние каналы включены фазовращатели с противоположным вращением фазы, а средний канал не содержит фазовращателя. Число излучателей в этой системе определяется формулой [8]

$$I_{max}=3^i.$$

5. СООБРАЖЕНИЯ ПО ВЫБОРУ СХЕМ СЕКЦИОНИРОВАНИЯ

Изложенные выше результаты относятся к случаю, когда необходимое увеличение длины сканирующей решетки лимитируется числом последовательно включенных фазовращателей и различных сигналов управления. При иной постановке задачи, когда параметры антенны лимитируются другими факторами, эти соображения должны быть скорректированы или изменены. Например, если фазовращатели лимитируют мощность антенны, то нижний этаж секционированной антенны должен быть построен по параллельной схеме включения фазовращателей, пропускающей требуемую мощность. Наиболее сложными в теории сканирующих решеток являются вопросы о влиянии отражений от фазовращателей и о дисперсионных свойствах системы. Для сравнительной оценки различных схем секционирования с этой точки зрения необходимы специальные исследования.

Для иллюстрации соображений по выбору целесообразной схемы секционирования приведем примеры с различными типами антенн.

В электромеханических сканирующих системах типа волновода с ножом число последовательно включенных фазовращателей i и соответственно число излучателей имеет порядок ста единиц, в то время как получить большое число различных механических

частот управления крайне трудно. Поэтому для увеличения длины антенны целесообразно применить двухэтажное последовательное секционирование (см. фиг. 2, *а*) с двумя частотами управления. В качестве межсекционных быстрых фазовращателей могут быть применены, например, вращающиеся поляризационные механические фазовращатели Фокса [7]. При равноценности фазовращателей обоих этажей оптимальное число секций будет порядка 50. Однако фазовращатели Фокса вносят значительно большие потери и фазовые ошибки, чем внутрисекционные фазовращатели, что снижает оптимальное число секций до 10. Число секций желательно уменьшить также по конструктивным соображениям с целью уменьшения числа разветвлений. Таким образом, можно построить двухэтажную антенну с электромеханическим сканированием, имеющую число излучателей порядка 1000.

В случае ферритовых фазовращателей Реджиа—Спенсера i имеет порядок 8 (если приняты меры по термостабилизации). При отсутствии требования большой пропускаемой мощности можно использовать двоичную схему включения фазовращателей, которая позволяет построить антенну с числом излучателей порядка 100.

Для полупроводниковых фазовращателей при приемлемом к. п. д. число i не превышает 1—2. В этом случае целесообразна одноэтажная схема с параллельным включением фазовращателей. Такая схема целесообразна также в связи с малой мощностью, пропускаемой полупроводниковыми фазовращателями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шниткин, Антенны с электрическим управлением лучом, «Зарубежная радиоэлектроника», 1962, № 2.

2. Байстром, Хилл, Меттер, Антенны с частотным качанием луча, «Зарубежная радиоэлектроника», 1960, № 2.

3. Спродли, Антенна трехсантиметрового диапазона с электрическим качанием луча, «Зарубежная радиоэлектроника», 1958, № 8.

4. Реджиа, Спенсер, Новые конструкции ферритовых фазовращателей для качания луча в антеннах сантиметрового диапазона, «Вопросы радиолокационной техники», 1958, № 3.

5. Clavin A., Kurtz Z., Rosen. S. Electronically Scanned Microwave Arrays Employnig Synchronous Ferrite Phaseshifters; IRE Wescon Convention Record; 1959, vol. 3, part 1, pp. 25—31.

6. Радиолокационная техника, том 1, «Советское радио», 1949, стр. 260.

7. Fox A. G., An Adjustable Waweguide Phase Changer, P. Y. R. E, vol. 35, No. 12, p. 1489, 1947.

8. Витко А. В., Дерюгин Л. Н., Авторское свидетельство № 154301.

УДК 621.396.677.731.018.751-50.001.24

Канд. техн. наук *М. Т. НОВОСАРТОВ, С. П. ПРИКАЗЧИКОВ*

ВОПРОСЫ РАСЧЕТА СУММАРНОГО ВРЕМЕНИ РАСФАЗИРОВКИ ДИСКРЕТНОГО РЯДА ИСТОЧНИКОВ С ПИЛООБРАЗНЫМ ИЗМЕНЕНИЕМ ФАЗЫ

В сканирующей антенне, представляющей собой дискретный ряд источников, возможны две схемы включения фазовращателей в линию, питающую источники, — последовательная и параллельная. Последовательная схема включения наиболее проста, поскольку фазовращатели должны создавать одинаковый набег фазы (ψ) и могут быть идентичными. Кроме того, максимальное значение набега фазы от излучателя к излучателю (ψ_{max}) для последовательной схемы питания невелико и определяется расстоянием между соседними источниками и необходимым углом качания луча.

Несмотря на преимущества, схему с последовательным включением фазовращателей можно использовать лишь для небольших по размерам антенн, так как общие потери в такой антенне определяются суммой потерь всех фазовращателей. Кроме того, для антенны с большим числом источников к каждому фазовращателю предъявляются очень жесткие требования по разбросу устанавливаемой фазы. Поэтому для такой антенны целесообразно использовать схему с параллельным включением фазовращателей. Необходимый набег фазы от фазовращателя к фазовращателю в параллельной схеме линейно нарастает и в N-м источнике достигает величины $\psi_N = (N-1)\psi_{max}$. Если набег фазы ψ_N превышает 2π, то фазу, величина которой кратна 2π, можно не воспроизводить. Тогда изменение фазы в каждом фазовращателе может происходить по пилообразному закону с максимальным значением набега фазы 2π. При этом частота пилообразного изменения фазы будет от источника к источнику непрерывно расти.

В этом случае потери в антенне определяются в первом приближении потерями только одного фазовращателя. Кроме того, отклонения фазы от требуемой при заданном изменении к. н. д. могут быть бóльшими, чем в системе с последовательным включением. Однако при использовании пилообразного изменения фазы возникают трудности управления лучом, останова луча и слежения

за целью. Кроме того, при обратном ходе «пилы», имеющем конечное время, появляется расфокусировка системы в моменты сброса фазы на 2π.

Промежуток времени, в течение которого расфазировка источников снижает коэффициент направленного действия антенны более чем на 10% по сравнению со сфазированной антенной, будем считать нерабочим временем *. Ниже приводится расчет этого времени в зависимости от различных факторов.

Направление главного луча для линейной антенны определяется известным выражением

$$\theta_л = \arc\sin \frac{\psi}{k_0 d},$$

где ψ — набег фазы между источниками;
d — расстояние между источниками;
$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ — волновое число.

Если максимальный угол отклонения луча равен $\theta_л = \theta_{max}$, то наибольший набег фазы между источниками будет

$$\psi_{i max} = \sin\theta_{max} k_0 d.$$

Значение фазы в i-м источнике будет

$$\psi_{max} = i k_0 d \sin\theta_{max}.$$

Будем считать, что фаза первого источника изменяется во времени t по закону

$$\psi = at,$$

где a — коэффициент пропорциональности, характеризующий крутизну роста фазы.

Если время обзора составляет $t = t_0$, то максимальный набег фазы

$$\psi_{max} = at_0.$$

Закон изменения фазы в i-м источнике в зависимости от времени будет следующим:

$$\psi_i = i\,at = i\psi_{max}\frac{t}{t_0}.$$

При этом рабочее время (прямой ход) соответствующего пилообразного изменения

$$\tau_{i\,раб} = \frac{2\pi}{i\psi_{max}} t_0. \qquad (1)$$

* За критерий может быть также взят допустимый уровень дальних боковых лепестков.

Отсюда видно, что i-й источник имеет число сбросов, равное

$$\frac{t_0}{\tau_{i\,раб}} = \left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right], \qquad (2)$$

где квадратные скобки означают целую часть от стоящего в них выражения.

Общее число сбросов от всех источников определяется их суммой:

$$n_\Sigma = \sum_{i=1}^{N}\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]. \qquad (3)$$

Если обратный ход τ_0 пилообразного изменения фазы составляет некоторую часть прямого хода α, то можно записать

$$\tau_{0i} = \alpha\tau_{i\,раб}, \qquad (4)$$

где α предполагается одинаковой для всех пилообразных изменений.

Суммарное время сбросов i-го источника составит

$$\tau_i = \tau_{0i}\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]. \qquad (5)$$

С учетом выражений (1) и (4) суммарное нерабочее время i-го источника можно записать так:

$$\tau_i = \frac{2\pi t_0 \alpha}{i\psi_{max}}\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]. \qquad (6)$$

Общее нерабочее время всех источников, имеющих сбросы, определяется суммой сбросов отдельных источников и выражается следующим образом:

$$T_{нер} = \frac{2\pi t_0 \alpha}{\psi_{max}}\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{i}\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]. \qquad (7)$$

Ориентировочно $T_{нер}$ можно оценить сверху, если учесть, что

$$\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{i}\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right] \leqslant N. \qquad (8)$$

Подставляя формулу (7) в выражение (6), получим

$$T_{нер} \leqslant \frac{2\pi\alpha N}{\psi_{max}} t_0. \qquad (9)$$

Из формулы (8) видно, что при достаточно большом N время, когда источники расфазированы, может быть очень большим. Однако выражение (8) дает завышенное значение, поскольку

не учитывается совпадение обратных ходов в разных источниках. Действительно, поскольку продолжительности прямых ходов у отдельных источников кратны друг другу ($\tau_{раб1}$ кратно всем $\tau_{раб\,i}$, $\tau_{раб2}$ кратно $\tau_{раб\,2i}$ и т. д.), то время, в течение которого источники расфазированы, будет значительно меньше.

Легко показать, что если расфазирован i-й излучатель, то в формировании диаграммы не участвуют $\left[\frac{N}{i}\right]-1$ источников, а число сбросов в других источниках, совпадающих по времени со сбросами в i-м источнике, выразится следующим образом:

$$n=\left(\left[\frac{N}{i}\right]-1\right)\left(\left[\frac{it_0}{T}\right]-\sum_k\left[\frac{kt_0}{T}\right]\right), \qquad (10)$$

где k — делители числа i, не считая самого i;

T — период пилообразного изменения, соответствующего первому сбросу.

Общее число совпадающих сбросов определится суммой отдельных сбросов:

$$n_{совп}=\sum_{i=1}^{N}\left(\left[\frac{N}{i}\right]-1\right)\left(\left[\frac{it_0}{T}\right]-\sum_k\left[\frac{kt_0}{T}\right]\right). \qquad (11)$$

Таким образом, общее число сбросов (n'_Σ) с учетом совпадений будет выражаться разностью выражений (3) и (11). Учитывая равенство $\frac{t_0}{T}=\frac{\psi_{max}}{2\pi}$, можно записать окончательно

$$n'_\Sigma=\sum_{i=1}^{N}\left\{\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]-\left(\left[\frac{N}{i}\right]-1\right)\left(\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]-\sum_k\left[\frac{k\psi_{max}}{2\pi}\right]\right)\right\}. \qquad (12)$$

Полученная формула проверена методом, основанным на соответствии каждому спаду правильной дроби и исключении всех повторяющихся дробей.

Указанный метод позволил получить следующую формулу *:

$$n'_\Sigma=\sum_{1<i<\left[\frac{N\psi_{max}}{2\pi}\right]}\left[\frac{N\psi_{max}}{2\pi i}\right]\left(\left[\frac{N}{i}\right]-\frac{\pi}{\psi_{max}}\left[\frac{N\psi_{max}}{2\pi i}\right]\right)\mu(i)-\frac{\pi}{\psi_{max}}, \qquad (13)$$

где $\mu(i)$ — функция Мёбиуса, определенная для целых чисел:

1) $\mu(i)=0$, если i делится на квадрат какого-либо целого числа;
2) $\mu(i)=(-1)^k$, если i не делится на квадрат какого-либо целого числа, причем k — число простых делителей числа i;
3) $\mu(1)=1$.

Формула справедлива, если $\psi_{max}/2\pi$ — рациональная дробь.

* Формула выведена инж. С. И. Тимошкиной.

Результаты расчета по формулам (12) и (13) при подстановке в них конкретных данных для выбранных примеров совпали.

Общее нерабочее время системы источников с учетом совпадающих сбросов будет

$$T_{\Sigma\,нер}\leqslant\frac{2\pi t_0\alpha}{\psi_{max}\frac{N}{2}}\sum_{i=1}^{N}\left\{\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]-\left(\left[\frac{N}{i}\right]-1\right)\left(\left[\frac{i\psi_{max}}{2\pi}\right]-\sum\left[\frac{k\psi_{max}}{2\pi}\right]\right)\right\}. \qquad (14)$$

Следует отметить, что выражение нерабочего времени для системы излучателей получено из жесткого условия расфазировки хотя бы одного излучателя, в то время как при большом числе допустима расфазировка нескольких излучателей без заметного ослабления усиления и изменения диаграммы антенны.

Поскольку фаза источника за время сброса $\alpha\tau_{i\,раб}\ll\tau_{i\,раб}$ изменяется по линейному закону от 2π до 0, то средняя фаза источника за время сброса равна $\pi/2$. Нетрудно показать, что если число излучателей лежит в пределах $20\leqslant N<40$, то расфазировка одного из них приведет к уменьшению к. н. д.:

$$\frac{к.\,н.\,д.}{к.\,н.\,д_0}=\frac{\left|\sum_{1}^{N-1}I\right|^2}{N\sum_{1}^{N}I^2}\geqslant 0{,}9,$$

где I — амплитуды токов в каждом излучателе.

По принятому выше определению нерабочего времени такое относительное уменьшение к. н. д. допустимо. Таким образом, при указанном выше количестве источников можно допустить расфазировку одного источника.

Вычислив число одиночных сбросов и исключив их из общего числа сбросов, можно определить суммарное нерабочее время при заданных допущениях. При этом надо учесть, что одиночные сбросы, не совпадающие с другими, могут быть только у источников, номера которых больше $N/2$, поскольку для i-го источника, не удовлетворяющего этому условию, существует $2i$-й излучатель, который не работает одновременно с ним. Поэтому надо вычислить число всех сбросов у источников с номерами от $\left[\frac{N}{2}\right]+1$ до N, а затем вычесть из них те, которые совпадают с каким-либо сбросом; последних должно быть столько у каждого источника, сколько простых множителей имеет номер данного источника.

Учитывая изложенное, можно получить окончательное выражение для нерабочего времени в следующем виде:

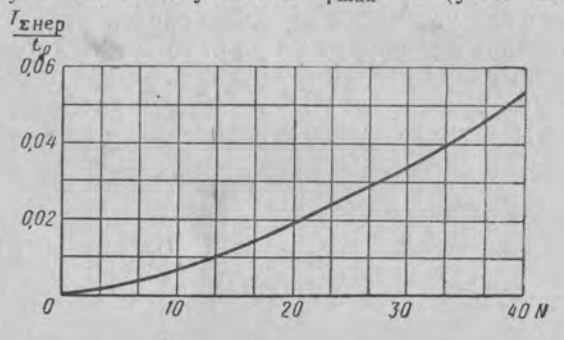
$$T_{\Sigma_{\text{нер}}} \leqslant \frac{4\pi t_0 \alpha}{\psi_{\max} N} \sum_{i=1}^{N} \left\{ \left[\frac{i\psi_{\max}}{2\pi} \right] - \left(\left[\frac{N}{i} \right] - 1 \right) \left(\left[\frac{i\psi_{\max}}{2\pi} \right] - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \sum_{k} \left[\frac{k\psi_{\max}}{2\pi} \right] \right) \right\} - \frac{4\pi t_0 \alpha}{\psi_{\max} N} \sum_{i=\left[\frac{N}{2}\right]+1}^{N} \left\{ \left[\frac{i\psi_{\max}}{2\pi} \right] - \right.$$

$$\left. - \left(\sum_{k} \left[\frac{k\psi_{\max}}{2\pi} \right] - \sum_{r} \left[\frac{r\psi_{\max}}{2\pi} \right] \right) \right\}, \qquad (15)$$

где k — множители i;
r — множители k.

По выражению (14) для антенны с максимальным набегом фазы от излучателя к излучателю $\psi_{\max}=\pi$ (угол качания равен



Фигура. Расчетная зависимость времени расфазировки от числа источников решетки.

90° для решетки с расстоянием между источниками $\lambda/2$) и с $\alpha=0{,}02$ была построена зависимость $T_{\Sigma\ \text{нер}}$ от числа N, показанная на фигуре. Как видно, для $N \leqslant 40$ нерабочее время обзора не превышает 6%. Это означает, что с уменьшенным к. н. д. из заданного сектора углов будет просмотрено примерно 6%. При значительном числе источников и относительно высоком значении α сектор углов, просматриваемый антенной с уменьшенным к. н. д., может стать недопустимо большим. В этом случае, а также для систем с программированным обзором более простым и перспективным представляется управление лучом с помощью дискретной установки фаз в излучателях. Однако для многих систем, где требуется последовательный обзор заданного сектора углов при простой схеме управляющего устройства, дискретный ряд источников с пилообразным изменением фаз можно успешно использовать:

УДК 621.396.677.49.001.5

Докт. техн. наук *Л. Д. БАХРАХ*,
инж. *С. Ф. БРЯНЦЕВ*

К ТЕОРИИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ АНТЕНН

Несмотря на широкое применение двухканальных и многоканальных антенн теоретические вопросы их построения еще недостаточно изучены.

В литературе известны работы, посвященные изучению взаимного влияния каналов и рассмотрению энергетических соотношений для некоторых частных случаев многоканальных антенн. Вопросы взаимного влияния излучателей в сложных вибраторных антеннах рассмотрены А. А. Пистолькорсом [1], Б. В. Брауде и А. Р. Вольпертом. Исследованию энергетических соотношений в дискретных эквидистантных линейных антенных решетках посвящена статья Аллена [2].

В настоящей работе исходными данными являются не геометрия (конструкция) двухканальной или многоканальной антенны, а парциальные распределения поля в раскрыве этой антенны или формируемые ею парциальные диаграммы направленности. Таким образом, рассмотрение имеет достаточно общий характер. С помощью принципа суперпозиции и уравнения энергетического баланса выведены выражения, которые можно использовать для определения энергетических соотношений и расчета коэффициента усиления двухканальных и многоканальных антенных систем.

1. ПОСТАНОВКИ ЗАДАЧИ

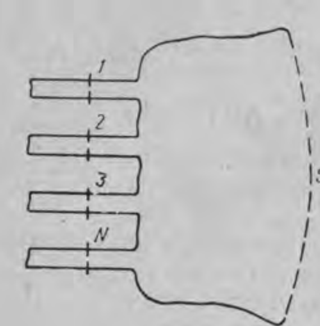
Рассмотрим многоканальную антенну, схематически представленную на фиг. 1. Многоканальная антенна имеет N входных каналов в виде передающих линий произвольного вида и общий для всех каналов раскрыв S. Предполагается, что в каждом из каналов для волн, распространяющихся в направлении от антенн, отражения отсутствуют.

Рассмотрение энергетических соотношений в двухканальных или многоканальных антеннах сводится к решению двух основных задач:

1. Определение коэффициента усиления двухканальной или многоканальной антенны.

2. Определение условий, при которых исследуемая антенна имеет такой же коэффициент усиления, как и одноканальная антенна тех же размеров. В частности, при заданной форме парциальных диаграмм требуется определить уровень пересечения этих диаграмм, при котором коэффициент усиления двухканальной или многоканальной антенны по каждому из каналов имеет максимально возможную величину.

Рассмотрим работу многоканальной антенной системы на примере двухканальной антенны (см. фиг. 2). В режиме приема принятая двухканальной антенной энергия в зависимости от угла прихода волны, падающей на антенну, делится в некотором соотношении между каналами *1* и *2*; G_1 и G_2 — коэффициенты усиления двухканальной антенны соответственно по первому и по второму каналу.



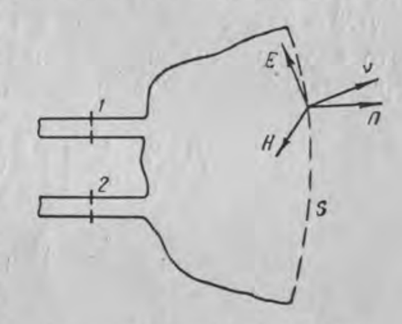
Фиг. 1. Многоканальная антенна с общим раскрывом.

К рассматриваемой антенне можно применить принцип взаимности. Для этого заменим приемник, подключенный к одному из каналов антенны, поглощающей нагрузкой, что не изменит коэффициента усиления антенны по второму каналу. Используя принцип взаимности, можем заключить, что коэффициенты усиления рассматриваемой антенны при работе на передачу со стороны первого и второго каналов также равны G_1 и G_2 при условии, что передатчик подключен к соответствующему каналу, а второй канал нагружен на поглощающую нагрузку; этот же вывод можно сделать и в том случае, если двухканальная антенна одновременно возбуждается со стороны каждого из каналов некогерентными между собой генераторами. Такой режим работы (независимо от того, работает антенна на прием или передачу) для краткости будем называть рабочим режимом работы. Очевидно, что коэффициент усиления двухканальной антенны в рабочем режиме меньше коэффициента усиления одноканальной антенны без потерь с таким же раскрывом и с тем же законом распределения поля в раскрыве. Действительно, в режиме приема энергия, принятая антенной, делится между обоими каналами, а в режиме передачи часть энергии, поступающей к антенне, теряется как внутри антенны, так и в поглощающей нагрузке, подключаемой ко второму каналу. Следовательно, коэффициент усиления двухканальной антенны определяется не только диаграммой направленности двухканальной антенны со стороны соответствующего канала, но зависит также и от диаграммы направленности этой антенны со стороны второго канала и от угла разделения этих диаграмм.

Для изучения энергетических соотношений введем в рассмотрение режим работы двухканальной или многоканальной антенны, в котором антенна одновременно возбуждается со стороны каждого из каналов волнами определенной амплитуды и фазы; будем называть его одновременным режимом работы антенн. В дальнейшем предполагается, что в исследуемой антенне такой режим работы возможен, и при некотором соотношении мощностей, поступающих к антенне в этом режиме, вся подводимая к антенне мощность излучается; знания закона распределения поля в раскрыве или диаграммы направленности антенны при работе в одновременном режиме не требуется.

2. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В ДВУХКАНАЛЬНЫХ АНТЕННАХ С НЕПРЕРЫВНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ

Пусть $E_1(S)$ — распределение поля в раскрыве двухканальной антенны (фиг. 2) при возбуждении этой антенны со стороны канала *1* волной $E_{вх1}$ на входе этого канала; $E_2(S)$ — парциальное распределение поля при возбуждении со стороны канала *2* волной $E_{вх2}$. Источники этих колебаний предполагаются развязанными друг относительно друга, т. е. включение или выключение одного из них не влияет на колебания другого. Кроме того, предполагается, что при распространении волн в каналах в направлении от антенны отражения отсутствуют. Если при работе в одновременном режиме антенна одновременно возбуждается колебаниями $E_{вх1}$ и $E_{вх2}$ на входе каналов *1* и *2*, то, полагая, что эти колебания когерентные, из принципа суперпозиции можно записать



Фиг. 2. Двухканальная антенна с общим раскрывом.

$$E_{1+2}(S)=E_1(S)+E_2(S),$$

где $E_{1+2}(S)$ — распределение поля в раскрыве антенны при работе ее в одновременном режиме.

Уравнение энергетического баланса запишется в виде

$$\left.\begin{aligned} P_{вх1}&=P_{изл1}+P_{пот1};\\ P_{п1}&=P_{отр1}+P_{пр12}+P_{акт1};\\ P_{вх2}&=P_{изл2}+P_{пот2};\\ P_{п2}&=P_{отр2}+P_{пр21}+P_{акт2},\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где $P_{изл}$ — излучаемая мощность;
$P_{п}$ — мощность потерь;
$P_{отр}$ — мощность, теряемая за счет отражения;
$P_{пр12}$, $P_{пр21}$ — мощность, теряемая за счет прохождения из одного канала в другой;

$P_{акт}$ — мощность активных потерь в антенне. В частности, в случае антенн оптического типа (зеркальных, линзовых) к мощности активных потерь относятся потери за счет излучения части энергии облучателя за пределы раскрыва антенны.

Излучаемую антенной мощность можно выразить через распределение поля в раскрыве:

$$P_{изл} = \frac{c}{8\pi} \int_S [E(S) H^*(S)] n \, dS.$$

Векторы электрического и магнитного полей в раскрыве антенны связаны соотношением

$$E(S) = Z [H(S) \nu(S)],$$

где Z — волновое сопротивление;

$\nu(S)$ — единичный вектор в направлении распространения волн.

Это соотношение справедливо для больших апертурных антенн, представляющих практический интерес. В этом случае получим

$$P_{изл} = \frac{c}{8\pi} Z \int_S E(S) E^*(S) \cos\theta(S) \, dS;$$

$$P_{изл1} = \frac{c}{8\pi} Z \int_S E_1(S) E_1^*(S) \cos\theta_1(S) \, dS;$$

$$P_{изл2} = \frac{c}{8\pi} Z \int_S E_2(S) E_2^*(S) \cos\theta_2(S) \, dS;$$

$$P_{изл\,(1+2)} = \frac{c}{8\pi} Z \int_S [E_1(S) E_1^*(S) + E_2(S) E_2^*(S) + E_1(S) E_2^*(S) + E_2(S) E_1^*(S)] \cos\theta_{1+2}(S) \, dS,$$

где $\theta(S)$ — угол между направлением распространения волны и нормалью к раскрыву в данной точке.

Считая, что для антенн с большими размерами раскрыва угол отклонения луча относительно нормали к раскрыву антенны невелик и

$$\cos\theta_1(S) \approx \cos\theta_2(S) \approx \cos\theta_{1+2}(S) \approx 1,$$

получим

$$P_{изл\,(1+2)} = P_{изл1} + P_{изл2} + P_{12} + P_{21}, \qquad (2)$$

где через P_{12} и P_{21} обозначено

$$\left.\begin{aligned} P_{12} &= \frac{c}{8\pi} Z \int_S E_1(S) E_2^*(S) \, dS; \\ P_{21} &= \frac{c}{8\pi} Z \int_S E_2(S) E_1^*(S) \, dS. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Нетрудно показать, что $P_{12} = P_{21}$, и из выражений (1) и (2) можно найти

$$\mathrm{Re}\, P_{12} = \frac{1}{2} [(P_{изл\,(1+2)} - (P_{изл1} + P_{изл2})]; \qquad (4)$$

$$\mathrm{Re}\, P_{12} = \frac{1}{2} [P_{пот1} + P_{пот2} - P_{пот\,(1+2)}]. \qquad (5)$$

Таким образом, действительная часть от величины P_{12}, определяемой выражением (3), характеризует связь между величинами мощности, излучаемой антенной в одновременном и рабочем режимах (или связь между величинами теряемой мощности). Для удобства расчетов величину P_{12} целесообразно нормировать:

$$P_{12н} = \frac{P_{12}}{\sqrt{P_{изл1} P_{изл2}}} = \frac{\int_S E_1(S) E_2^*(S) \, dS}{\sqrt{\int_S E_1(S) E_1^*(S) \, dS \int_S E_2(S) E_2^*(S) \, dS}}. \qquad (6)$$

Если в одновременном режиме двухканальная антенна излучает всю подводимую к ней мощность, то выражение (6) принимает вид

$$\mathrm{Re}\, P_{12н} = \frac{1}{2} \frac{P_{пот1} + P_{пот2}}{\sqrt{P_{изл1} P_{изл2}}}. \qquad (7)$$

В частном случае, когда каналы *1* и *2* одинаковы и одноканальная антенна симметрична, величина $\mathrm{Re}\, P_{12н}$ равна отношению теряемой мощности к излучаемой:

$$\mathrm{Re}\, P_{12н} = \frac{P_{пот}}{P_{изл}}. \qquad (8)$$

Рассмотрим более подробно одновременный режим работы двухканальной антенны. Для того чтобы в одновременном режиме вся подводимая к антенне энергия излучалась, должны выполняться условия:

$$\left.\begin{aligned} P_{отр1} &= P_{пр21}; \\ P_{отр2} &= P_{пр12}; \\ P_{акт1} &= P_{акт2}; \\ \mathrm{Re}\, P_{12} &= P_{пот1} = P_{пот2}. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Найдем для каждого из каналов двухканальной антенны отношение излучаемой мощности к мощности, поступающей на вход антенны. Это отношение равно отношению коэффициента усиления двухканальной антенны при возбуждении ее со стороны соответствующего канала G_i к коэффициенту усиления одноканальной антенны без потерь с таким же раскрывом и с тем же законом распределения поля в раскрыве $G_{\text{одн}\, i}$:

$$\frac{G_i}{G_{\text{одн}\, i}}=\frac{P_{\text{изл}\, i}}{P_{\text{вх}\, i}}=\frac{P_{\text{изл}\, i}}{P_{\text{изл}\, i}+P_{\text{пот}\, i}}=\frac{1}{1+\dfrac{P_{\text{пот}\, i}}{P_{\text{изл}\, i}}}.$$

Используя выражения (6) и (9), получим

$$\left.\begin{aligned}\frac{G_1}{G_{\text{одн}1}}&=\frac{1}{1+\sqrt{\dfrac{P_{\text{изл}2}}{P_{\text{изл}1}}}\operatorname{Re}P_{12\text{н}}};\\ \frac{G_2}{G_{\text{одн}2}}&=\frac{1}{1+\sqrt{\dfrac{P_{\text{изл}1}}{P_{\text{изл}2}}}\operatorname{Re}P_{12\text{н}}}.\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Для антенны, симметричной относительно двух одинаковых каналов,

$$\frac{G_1}{G_{\text{одн}}}=\frac{G_2}{G_{\text{одн}}}=\frac{1}{1+\operatorname{Re}P_{12\text{н}}}. \tag{11}$$

Выражения (10) и (11) можно использовать для расчета коэффициента усиления двухканальных антенн.

3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ АНТЕННАХ

Выражения (4) и (5), определяющие энергетические соотношения в двухканальных антеннах, могут быть обобщены на случай многоканальных антенн. Для многоканальной антенны с непрерывным распределением поля, имеющей N входных каналов, получим

$$\operatorname{Re}\sum_{i=1}^{N}\sum_{\substack{j=1\\ i<j}}^{N}P_{ij}=\frac{1}{2}\left(P_{\text{изл}\,\Sigma}-\sum_{i=1}^{N}P_{\text{изл}\, i}\right); \tag{12}$$

$$\operatorname{Re}\sum_{i=1}^{N}\sum_{\substack{j=1\\ i<j}}^{N}P_{ij}=\frac{1}{2}\left(\sum_{i=1}^{N}P_{\text{пот}\, i}-P_{\text{пот}\,\Sigma}\right), \tag{13}$$

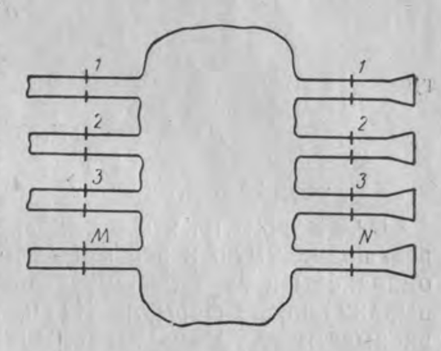
где величины P_{ij} определяются выражением

$$P_{ij}=\frac{c}{8\pi}\int\limits_S E_i(S)\,E_j^*(S)\,dS. \tag{14}$$

4. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В ДВУХКАНАЛЬНЫХ И МНОГОКАНАЛЬНЫХ ДИСКРЕТНЫХ АНТЕННАХ

Полученные выше выражения, определяющие энергетические соотношения в антеннах с непрерывным распределением поля в раскрыве, можно распространить на двухканальные и многоканальные дискретные антенны.

Многоканальная антенна, схематически представленная на фиг. 3, состоит из M входных каналов, N дискретных излучателей и $2(M+N)$-полюсника, осуществляющего распределение энергии между излучателями. В случае двухканальной дискретной антенн ($M=2$) выражения (4), (5), (10) и (11) остаются справедливыми при подстановке в них значений P_{12} и $P_{12\text{н}}$, определяемых из формул



Фиг. 3. Многоканальная дискретная антенна.

$$P_{12}=a_1a_2^*\sum_{n=3}^{2+N}S_{1n}S_{2n}^*;$$

$$P_{12\text{н}}=\frac{a_1a_2^*}{|a_1|\,|a_2|}\,\frac{\sum\limits_{n=3}^{2+N}S_{1n}\,S_{2n}^*}{\sqrt{\sum\limits_{n=3}^{2+N}S_{1n}S_{1n}^*\sum\limits_{n=3}^{2+N}S_{2n}S_{2n}^*}},$$

где a_1, a_2 — комплексные амплитуды волн на входе двухканальной дискретной антенны.

S_{1n}, S_{2n} — элементы матрицы рассеяния $2(2+N)$-полюсника.

При многоканальной дискретной антенне в выражения (12) и (13) подставляются значения P_{ij}:

$$P_{ij}=a_ia_j^*\sum_{n=M+1}^{M+N}S_{in}S_{jn}^*.$$

5. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ДВУХКАНАЛЬНЫХ И МНОГОКАНАЛЬНЫХ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН

Рассмотрим применение полученных соотношений на примере двухканальной линейной антенны с равномерным распределением амплитуды и с линейным распределением фазы поля в раскрыве:

$$\left.\begin{aligned}E_1(x)&=e^{i\gamma_1 x};\\ E_2(x)&=e^{i\gamma_2 x}.\end{aligned}\right\}\quad(-1\leqslant x\leqslant+1).$$

В этом случае

$$P_{12н}=\frac{\sin(\gamma_1-\gamma_2)}{\gamma_1-\gamma_2};$$

$$E_1(p)=\frac{\sin(p-p_1)}{p-p_1};$$

$$E_2(p)=\frac{\sin(p-p_2)}{p-p_2},$$

где

$$p=k\sin\theta;\quad p_1=\gamma_1;\quad p_2=\gamma_2;\quad k=\frac{2\pi}{\lambda};$$

θ — угол относительно нормали к антенне.

Будем считать, что в одновременном режиме антенна излучает всю подводимую к ней мощность при условии $P_{вх1}=P_{вх2}$ (каналы одинаковы и антенна симметрична). Используя написанные выше выражения, по формуле (11) найдем коэффициент усиления в зависимости от уровня пересечения парциальных диаграмм. Эта зависимость дана на фиг. 4 (кривая *1*); h^2 обозначает уровень пересечения парциальных диаграмм направленности двухканальной антенны по мощности. При совпадении парциальных диаграмм $G_i=0{,}5\,G_{одн}$ $(i=1{,}2)$. С уменьшением уровня пересечения коэффициент усиления двухканальной антенны увеличивается. При пересечении нормальных диаграмм направленности на уровне 0,5 по мощности коэффициент усиления двухканальной антенны с равномерным распределением составляет по каждому каналу 0,89 коэффициента усиления аналогичной одноканальной антенны. Получить коэффициент усиления, равный коэффициенту усиления одноканальной антенны с таким же распределением, можно при пересечении парциальных диаграмм направленности на уровне 0,41 по мощности.

Обобщая приведенный выше расчет для многоканальной линейной антенны с равномерными амплитудными и линейными фазовыми распределениями, можно показать (при большом размере раскрыва), что такая антенна может формировать диаграммы направленности без уменьшения коэффициента усиления при условии

$$\gamma_i-\gamma_j=n\pi, \tag{15}$$

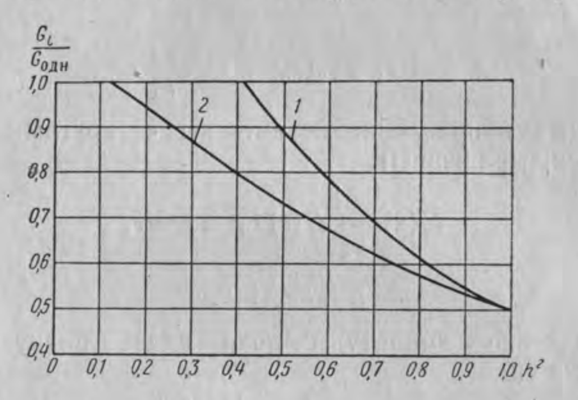
где

$$i,\ j=1,\ 2,\ \ldots,\ N;\ i\neq j;$$

n — целое число; $n\neq 0$.

Аналогичный расчет можно провести для двухканальной антенны с косинусоидальным законом распределения амплитуды и с линейным законом изменения фазы в раскрыве (см. кривую *2* на фиг. 4). В этом случае при пересечении парциальных диаграмм на уровне 0,5 по мощности коэффициент усиления двухканальной

антенны составляет 0,74 коэффициента усиления аналогичной одноканальной антенны. Получить коэффициент усиления, равный коэффициенту усиления одноканальной антенны, можно при пересечении парциальных диаграмм направленности на уровне 0,11 по мощности. Многоканальная линейная антенна с косинусоидальным законом распределения амплитуды поля в раскрыве форми-



Фиг. 4. Зависимость коэффициента усиления двухканальной линейной антенны от уровня пересечения парциальных диаграмм.

1—равномерное распределение поля в раскрыве. *2*—косинусоидальное распределение.

рует парциальные диаграммы направленности без уменьшения коэффициента усиления при условии

$$\gamma_i-\gamma_j=2n\pi. \tag{16}$$

Таким образом, коэффициент усиления двухканальной антенны существенным образом зависит как от уровня пересечения парциальных диаграмм, так и от закона распределения амплитуды поля в ракрыве.

6. КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ДВУХКАНАЛЬНОЙ АНТЕННЫ С КРУГЛЫМ РАСКРЫВОМ

Расчет коэффициента усиления двухканальной антенны с круглым раскрывом аналогичен расчету для линейной антенны. Будем считать, что распределение поля в круглом раскрыве радиуса r_0 зависит только от радиуса раскрыва, а фаза поля изменяется линейно вдоль координаты x_S раскрыва:

$$E_1(S)=E(r_S)\,e^{i\alpha_1 x_S};$$

$$E_2(S)=E(r_S)\,e^{i\alpha_2 x_S}.$$

В этом случае получим

$$P_{12н}=\frac{\int\limits_0^1 E(r)E^*(r)rI_0(\beta r)\,dr}{\int\limits_0^1 E(r)E^*(r)r\,dr},$$

где

$$\beta=(\alpha_1-\alpha_2)r_0;\qquad r=\frac{r_S}{r_0}.$$

Диаграмма направленности антенны с круглым раскрывом определяется выражением

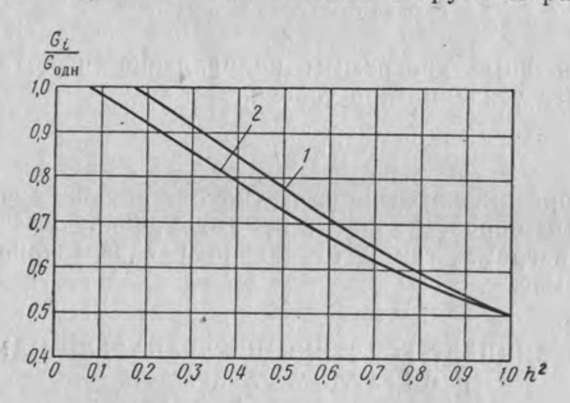
$$E(u)=\int\limits_0^1 E(r)I_0(ur)r\,dr,$$

$$u=kr_0\sin\theta.$$

Распределение амплитуды поля вдоль радиуса раскрыва представим в виде

$$E(r_S)=\left[1-\left(\frac{r_S}{R_0}\right)^2\right]^2.$$

Используя написанные выше выражения, определим коэффициент усиления двухканальной антенны с круглым раскрывом по



Фиг. 5. Зависимость коэффициента усиления двухканальной антенны с круглым раскрывом от уровня пересечения парциальных диаграмм. 1—облучение края раскрыва на уровне 10 *дб*, 2—облучение края раскрыва по нулевому уровню.

отношению к коэффициенту усиления аналогичной одноканальной антенны в зависимости от уровня пересечения парциальных диаграмм направленности. На фиг. 5 представлены рассчитанные таким образом кривые для облучения края круглого раскрыва нулевой мощностью ($R_0=r_0$) и для облучения края круглого раскрыва на уровне 10 *дб* от максимального ($R_0=1{,}51\,r_0$). Так, например, при облучении края круглого раскрыва на уровне 10 *дб* при пересечении парциальных диаграмм направленности на уровне 0,5 по мощности коэффициент усиления двухканальной антенны составляет 0,78 от коэффициента усиления аналогичной одноканальной антенны; обеспечить максимально возможный коэффициент усиления можно при уровне пересечения парциальных диаграмм по мощности, равном примерно 0,17.

Следует заметить, что для антенн оптического типа экспериментально измеренные значения коэффициента усиления могут несколько отличаться от приведенных выше, так как в антеннах этого типа не могут полностью отсутствовать потери при работе в одновременном режиме, поскольку и в рабочем и в одновременном режиме всегда будут некоторые потери за счет излучения части энергии облучателя за пределы раскрыва.

7. ФОРМИРОВАНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ МНОГОКАНАЛЬНЫХ ЛИНЕЙНЫХ АНТЕНН БЕЗ УМЕНЬШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

В многоканальных линейных антеннах потери энергии отсутствуют, а коэффициент усиления максимален и равен коэффициенту усиления аналогичной одноканальной антенны при условии

$$\mathrm{Re}\int\limits_{-1}^{+1} E_i(x)E_j^*(x)\,dx=0, \tag{17}$$

где

$$i\neq j;\quad i,j=1,2,\ldots,N;\quad -1\leqslant x\leqslant +1.$$

Используя трансформацию Фурье, можно выразить распределение поля в раскрыве линейной антенны через ее диаграмму направленности. При этом условие (17) перейдет в условие, связывающее парциальные диаграммы направленности:

$$\mathrm{Re}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} E_i(p)E_j^*(p)\,dp=0. \tag{18}$$

С учетом принятой идеализации (большие размеры раскрыва, малые углы отклонения) можно проводить интегрирование приближенно только по «видимой» части диаграммы направленности:

$$\mathrm{Re}\int\limits_{-k}^{+k} E_i(p)E_j^*(p)\,dp.$$

Для дискретных линейных эквидистанционных антенн аналогичное условие имеет вид

$$\operatorname{Re} \int_{-kd}^{+kd} E_i(q) E_j(q)\, dq = 0,$$

где $q = kd \sin \theta$;

d — расстояние между элементами дискретной антенны.

Выражения (15) и (16), полученные для равномерного и косинусоидального распределения поля в раскрыве линейной антенны, являются частными случаями условия (18).

8. ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ДИАГРАММ НА КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ДВУХКАНАЛЬНЫХ И МНОГОКАНАЛЬНЫХ АНТЕНН

Используя теорию преобразований Фурье в случае двухканальной линейной антенны, получим для P_{12} следующее выражение:

$$P_{12\text{н}} = \frac{\int_{-k}^{+k} E_1(p) E_2^*(p)\, dp}{\sqrt{\int_{-k}^{+k} E_1(p) E_1^*(p)\, dp \int_{-k}^{+k} E_2(p) E_2^*(p)\, dp}}.$$

Это выражение показывает, что величина $P_{12\text{н}}$, а следовательно, и коэффициент усиления двухканальной антенны определяются как амплитудными, так и фазовыми диаграммами направленности. Между тем, в ряде случаев одна и та же амплитудная диаграмма направленности может быть сформирована с помощью различных распределений поля в раскрыве, т. е. при различных фазовых диаграммах. Если интерес представляют только амплитудные диаграммы направленности, изменением вида фазовой диаграммы можно в некоторой мере изменять коэффициент усиления двухканальной или многоканальной антенны при данном уровне пересечения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пистолькорс А. А., «Антенны», Связьиздат, 1947.

2. Allen J. L., A Theoretical Limitation on the Formation of Lossless Multiple Beams in Linear Arrays, IRE Trans. on Antennas and Propag., 1961, AP—9, No. 4, pp. 350—352.

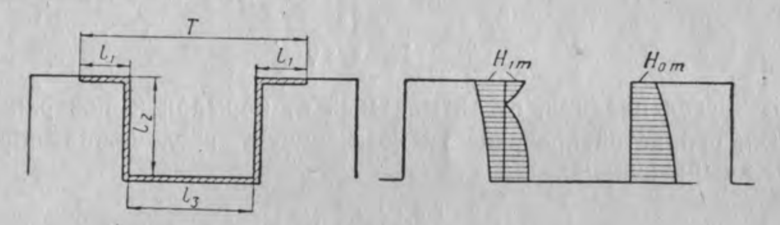
УДК 621.3.017.001 : 538.56

Канд. техн. наук *Б. Я. МЯКИШЕВ*

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕБРИСТЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

1. РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В большинстве работ, рассматривающих отражения электромагнитных волн от ребристых металлических поверхностей, конечная проводимость отражателя не учитывается. Однако в резонансных режимах отражения амплитуды полей на поверхности достигают больших значений и существенная доля падающей энергии поглощается в отражателе.



Фиг. 1. Профиль ребристой поверхности.

В настоящей работе вычисляются коэффициенты поглощения на ребристой поверхности прямоугольного профиля (фиг. 1), облучаемой плоской электромагнитной волной.

Для определения этих коэффициентов воспользуемся известным приближенным методом, в котором по полям, вычисленным при бесконечной проводимости отражателя, рассчитываются токи на поверхности и определяются омические потери, вызываемые этими токами. При этом предполагается, что конечная проводимость материала отражателя не искажает полей. Метод применим к поверхностям с высокой проводимостью, что обычно выполняется на практике.

Омические потери на произвольной поверхности проводника S определяются интегралом

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S H H^* R_S\, dS, \tag{1}$$

где H и H^* — комплексно сопряженные тангенциальные составляющие магнитного поля на поверхности проводника;
R_S — удельное поверхностное сопротивление.

В практической системе единиц величина R_S определяется выражением [1]

$$R_S=3{,}07\cdot 10^5\sqrt{\frac{\mu}{\sigma}}\,\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\ ом, \tag{2}$$

где λ — длина волны в *см*;
μ — магнитная проницаемость материала;
σ — проводимость материала.

Величину потерь на поверхности будем характеризовать коэффициентом поглощения, равным отношению поглощенной мощности к падающей:

$$Q=\frac{P_{погл}}{P_{пад}}. \tag{3}$$

Для случая поляризации падающего поля, когда вектор электрического поля E лежит в плоскости падения, коэффициент поглощения на гладкой металлической поверхности [2]

$$Q_{гл}=\frac{4R_S}{120\pi\cos\varphi}, \tag{4}$$

где φ — угол падения, отсчитываемый от нормали к поверхности.

Для ребристой поверхности коэффициент поглощения определяется выражением

$$Q=\frac{\mathrm{Re}\int\limits_e R_S H_\Sigma H_\Sigma^*\,dl}{T\,120\,\pi H^2\cos\varphi}, \tag{5}$$

где H_Σ — суммарное магнитное поле на поверхности отражателя;
H — амплитуда магнитного поля падающей волны;
$l=2l_1+2l_2+l_3$ — контур интегрирования;
T — период неровностей.

Приведем формулу (5) к виду, более удобному для вычисления при прямоугольных канавках:

$$Q=\frac{\mathrm{Re}\int\limits_l R_S\frac{H_\Sigma}{H}\frac{H_\Sigma^*}{H}\frac{dl}{T}}{120\pi\cos\varphi}=\frac{R_S}{120\,\pi\cos\varphi}(2J_1+2J_2+J_3), \tag{6}$$

где J_1, J_2, J_3 — интегралы по соответствующим участкам l_1, l_2, l_3 (фиг. 1).

Для сравнения потерь на ребристой поверхности с потерями на гладкой поверхности представляет интерес ввести коэффициент относительных потерь

$$Q_{отн}=\frac{Q}{Q_{гл}}=\frac{1}{4}\,\mathrm{Re}\int\limits_l\frac{H_\Sigma}{H}\frac{H_\Sigma^*}{H}\frac{dl}{T}. \tag{7}$$

Рассмотрим подробнее отдельные интегралы в формуле (6). Интеграл J_1 характеризует потери на верхних гранях ребер, т. е. потери, обусловленные полем верхней полуплоскости. Это поле состоит из падающего H, зеркального H_0 и боковых лучей H_n [3].

Интеграл J_2 характеризует потери на боковых стенках канавок. Поле в канавках представляет собой сумму отдельных парциальных волн H_i. Уравнение распределения поля по глубине канавки для нулевой волны H_0 имеет вид

$$H_0=\frac{H_{0m}}{\cos\theta_1}\cos\theta e^{j\psi_0}, \tag{8}$$

где H_{0m} и ψ_0 — амплитуда и фаза волны в раскрыве канавки;
θ_1 — электрическая глубина канавки.

Уравнения для высших волн имеют вид

$$H_i=\frac{H_{im}}{\cos b\,\theta_1}\cos b\theta e^{j\psi_i}, \tag{9}$$

где

$$b=\frac{\sqrt{\left(\frac{2T\alpha}{\lambda}\right)^2-i^2}}{\frac{2T\alpha}{\lambda}};\quad \alpha=\frac{l_3}{T}. \tag{10}$$

Характер распределения поля высших волн по глубине канавки зависит от величины b. При действительной величине b поле имеет знакопеременный характер, при мнимой величине b поле экспоненциально затухает по глубине канавки и, наконец, при $b=0$ поле по глубине канавки не изменяется (см. фиг. 1).

Интеграл J_3 характеризует потери на дне канавки. Поскольку парциальные волны по ширине канавки ортогональны, интеграл распадается на сумму интегралов для каждой отдельной волны. Для нулевой волны

$$J_3=\frac{H_{0m}^2}{\cos^2\theta_1}\alpha. \tag{11}$$

Для i-й волны

$$J_3=\frac{H_{im}^2}{\cos^2 b\theta_1}\alpha. \tag{12}$$

Полученные соотношения (6)—(12) позволяют вычислить коэффициенты поглощения для любых режимов отражения.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ

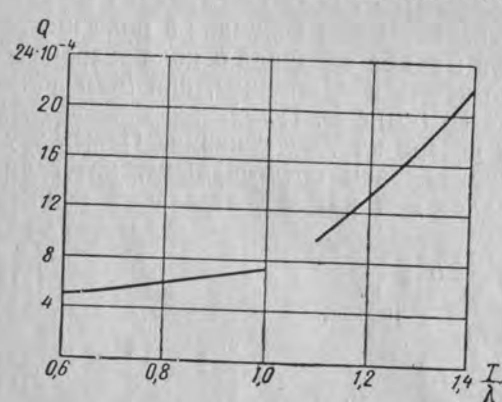
Приведем примеры вычисления коэффициентов поглощения на прямоугольной гребенке в разных режимах отражения. Величины полей, найденные в предположении бесконечной проводимости отражателя, взяты из [3], [4], [5]. Все примеры приведены для случая глубинного резонанса, когда амплитуды всех полей (кроме падающего и зеркально отраженного) максимальны.

Общий случай отражения

В таблице приведены амплитуды полей и глубины канавок для различных относительных периодов T/λ при $\alpha=0{,}5$, $\varphi=60°$ при глубинном резонансе [3]. Учтены две волны в канавке H_0, H_1 и три отраженных луча H_0, H_{-1}, H_{-2}. Амплитуда магнитного поля падающей волны принята равной единице ($H=1$).

T/λ	H_{0m}	H_{1m}	H_0	H_{-1}	H_{-2}	θ_1°
0,6	$0{,}44e^{j16{,}6°}$	$0{,}81e^{j164°}$	$0{,}1e^{j204°}$	$0{,}91e^{j152°}$	$0{,}14e^{j20°}$	70
0,8	$0{,}38e^{j168°}$	$0{,}78e^{j168°}$	$0{,}16e^{j152°}$	$0{,}72e^{j164°}$	$0{,}25e^{j56°}$	75
1,0	$0{,}32e^{j175°}$	$2{,}05e^{j170°}$	$0{,}22e^{j130°}$	$0{,}69e^{j170°}$	$0{,}4e^{j75°}$	75
1,2	$0{,}17e^{j150°}$	$1{,}75e^{j33°}$	$0{,}52e^{j79°}$	$0{,}49e^{j178°}$	$0{,}47e^{j235°}$	80
1,4	$0{,}12e^{j186°}$	$1{,}25e^{j81°}$	$0{,}6e^{j165°}$	$0{,}47e^{j189°}$	$0{,}37e^{j340°}$	100

На фиг. 2 приведена кривая зависимости коэффициента поглощения от относительного периода T/λ, вычисленная по приведенным выше формулам с помощью табл. 1, для медной решетки ($\lambda=3{,}2$ *см*). Из фигуры видно, что величина коэффициента поглощения для $\alpha=0{,}5$ мала. При $T/\lambda\leqslant 1$ на решетке теряется менее 1% падающей энергии. С ростом T/λ величина Q несколько растет за счет увеличения максимальной первой волны и превращения ее из экспоненциально затухающей в знакопеременную по глубине канавки.

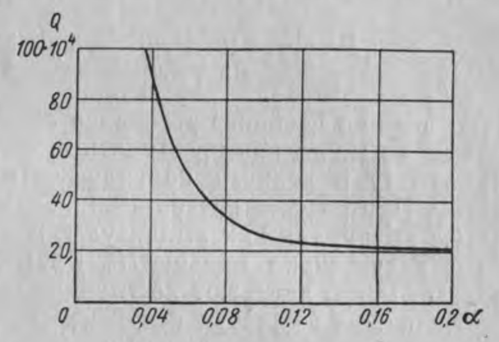


Фиг. 2. Зависимость коэффициента поглощения от относительного периода неровностей при широких канавках.

Коэффициент относительного поглощения (7) при $T/\lambda\leqslant 1$ не более чем в 2 раза превышает единицу, при $T/\lambda>1$ величина $Q_{\text{опт}}$ растет до 4.

В пределах значений T/λ, больших 1 и меньших 1,1 вычислений не производилось, так как эта область значений T/λ соответствует режиму скольжения.

Найдем также зависимость коэффициента поглощения от ширины канавок a при $\varphi=60°$, $T/\lambda=1$ для решетки с узкими канавками ($\alpha\ll 1$). Величину Q вычислим для глубинного резонанса, когда она максимальна [3]. Учтем при расчете нулевую волну в канавке, падающий, зеркальный и минус первый лучи в верхней полуплоскости.



Фиг. 3. Зависимость коэффициента поглощения от ширины канавок для узкоканавочной решетки.

При выбранных условиях амплитуда магнитного поля нулевой волны будет [3]

$$H_{0m}=-\frac{2}{3\alpha\operatorname{tg}\theta_1}. \tag{13}$$

Вычисляя интегралы J_2, J_3 для данного значения H_{0m}, получим

$$2J_2=\frac{2}{9\pi\alpha^2\sin^2\theta_1}\left(\theta_1+\frac{1}{2}\sin 2\theta_1\right),$$
$$J_3=\frac{4}{9\alpha\sin^2\theta_1}. \tag{14}$$

Интеграл J_1 вычисляется непосредственно по формуле (6). Величина коэффициента поглощения будет

$$Q=\frac{Rs}{60\pi}\left[\frac{2}{9\pi\alpha^2\sin^2\theta_1}\left(\theta_1+\frac{1}{2}\sin 2\theta_1\right)+\frac{4}{9\alpha\sin^2\theta_1}+2J\right]. \tag{15}$$

На фиг. 3 приведена зависимость коэффициента поглощения Q от относительной ширины канавки α, вычисленная по формуле (15). Как видно, при $\alpha>0{,}1$ потери на решетке малы, $Q=0{,}2\%$. Только при $\alpha<0{,}08$ величина Q круто растет и при $\alpha=0{,}01$ $Q=14\%$, что связано с сильным ростом нулевой волны в канавке при уменьшении α [3].

Величина относительного коэффициента поглощения составляет $Q_{\text{отн}}=4$ при $\alpha=0{,}1$ и $Q_{\text{отн}}=262$ при $\alpha=0{,}01$.

Из приведенных примеров видно, что в общем случае отражения тепловые потери на ребристом отражателе с широкими канав-

ками по сравнению с гладкой поверхностью увеличиваются незначительно.

Полученный результат совпадает как с данными, известными из литературы, так и с проведенным экспериментом [3].

Двойной резонанс при наклонном облучении на узкоканавочной решетке

В режиме двойного резонанса амплитуда скользящего луча H_N может во много раз превышать амплитуды всех остальных лучей, и поэтому в верхней полуплоскости учтем только скользящую волну. При расчете потерь в канавках также учтем лишь одну нулевую волну, так как амплитуды магнитных полей всех высших волн значительно меньше H_0. Кроме того, при $\alpha \ll 1$ все высшие волны быстро затухают по глубине канавки.

Величины амплитуд полей в режиме двойного разонанса при наклонном облучении решетки будут [4]

$$H_N = j\,\frac{2\pi^2(1 \mp \sin\varphi)}{a\alpha^2};$$

$$H_{0m} = \pm j\,\frac{2\pi^2(\sin\varphi \mp 1)}{a\alpha^2}; \quad \operatorname{tg}\theta_1 = \frac{16\alpha}{\pi\lambda},$$

где a — коэффициент, зависящий от параметров режима скольжения.

По известным амплитудам полей находим коэффициент поглощения

$$Q = \frac{\pi^3 R_S}{30a^2\cos\varphi}\left[\frac{2(\sin\varphi \mp 1)^2}{\alpha^4} + \frac{\sin\varphi(\pm 2 - \sin\varphi)}{\alpha^3}\right]. \qquad (16)$$

Для примера вычислим величину Q при скольжении минус второго луча на медной решетке для $\lambda = 3{,}2$ *см* и $\varphi = 60°$. Подставив в формулу (16) значение всех коэффициентов, получим

$$Q = 0{,}123\cdot 10^{-4}\left(\frac{7}{\alpha^4} - \frac{2{,}5}{\alpha^3}\right) \approx \frac{0{,}861\cdot 10^{-4}}{\alpha^4}. \qquad (17)$$

Как видно из формулы (17), коэффициент поглощения при двойном резонансе резко зависит от ширины канавок α. Например, при $\alpha = 0{,}2$ $Q = 5{,}4\%$, при $\alpha = 0{,}1$ $Q = 86\%$ и при $\alpha = 0{,}0964$ $Q \approx 1$, т. е. почти вся падающая на ребристую поверхность энергия обращается в тепло. Последний результат, конечно, является только качественным, так как применяемый метод вычисления поглощения справедлив для небольших затуханий.

Из приведенного примера видно, что большие тепловые потери в двойном резонансе возникают лишь при очень узких канавках ($\alpha < 0{,}15$). На решетке с достаточно широкими канавками $\alpha > 0{,}2$, и в этом режиме омические потери невелики.

Двойной резонанс на узкоканавочной решетке при нормальном падении

Для вычисления коэффициентов поглощения при нормальном падении воспользуемся полученными в работе [5] выражениями для амплитуд полей при двойном резонансе.

Рассмотрим случай скольжения первых боковых лучей. Из формулы [5] имеем

$$\left.\begin{aligned} &H_{0m} = \frac{1{,}6}{\alpha^4}; \quad H_{1m} = \frac{1{,}63}{\alpha^2};\\ &H_1 = \frac{0{,}8}{\alpha^4}; \quad \operatorname{tg}\theta_1 = 1{,}25\,\alpha^3;\\ &\theta_1 \approx \pi + 1{,}25\,\alpha^3. \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

На основании соображений, аналогичных приведенным в п. 2, учтем лишь скользящие волны в отраженном поле и нулевую волну в канавках. Две скользящие волны H_1 в сумме дадут стоячую волну на решетке с амплитудой, равной амплитуде магнитного поля нулевой волны в канавке ($2H_1 = H_{0m}$). Распределение поля по гребням неровностей аналогично распределению поля по глубине канавок, так как глубина канавок близка к $\lambda/2$. Исходя из этих соображений можно считать, что $2J_1 = 2J_2$, $J_3 = 0$. Тогда

$$Q = \frac{R_S 4 J_2}{120\pi}. \qquad (19)$$

Вычисляя интеграл J_2, получим

$$Q = \frac{2{,}56\,R_S}{120\pi\alpha^8}. \qquad (20)$$

Для медной решетки на волне $\lambda = 3{,}2$ *см*

$$Q = \frac{1{,}72\cdot 10^{-4}}{\alpha^8}. \qquad (21)$$

Выражая Q через амплитуду магнитного поля нулевой волны, получим

$$Q = 0{,}67\cdot 10^{-4} H_{0m}^2. \qquad (22)$$

Как видно из формулы (21), коэффициент поглощения резко зависит от ширины канавок.

При уменьшении ширины канавок быстро растут амплитуды скользящих и нулевой волн еще быстрее растет поглощение на стенках. Коэффициент поглощения составляет 10% при $\alpha = 0{,}45$, $H_{0m} = 39$ и около 100% при $\alpha = 0{,}34$, $H_{0m} = 120$. Разумеется, последний результат только качественный ввиду приближенности метода вычисления коэффициентов поглощения.

Из приведенных примеров видно, что если канавки достаточно широкие $\alpha \geqslant 0{,}5$, то коэффициент поглощения и в двойном резонансе не превышает 10%. При сужении канавок тепловые потери резко возрастают. Резонансные кривые двойного резонанса [3], [5], на узких канавках с учетом потерь приобретут столообразную форму.

ВЫВОДЫ

1. Полученные в работе расчетные соотношения позволяют вычислить коэффициенты поглощения на прямоугольной гребенке в любых режимах отражения.

В результате анализа некоторых примеров установлено, что в общем режиме тепловые потери для решеток с широкими канавками малы и должны учитываться лишь при узких ($\alpha < 0{,}15$) канавках.

В режиме двойного резонанса потери малы только при достаточно широких канавках ($\alpha \geqslant 0{,}5$) и очень быстро растут по мере сужения канавок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г. З., Антенны ультракоротких волн, Связьиздат, 1957.
2. Стреттон Д. А., Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.
3. Мякишев Б. Я., Исследование отражающих свойств ребристых поверхностей, наклонно облучаемых плоской электромагнитной волной, Труды МАИ, вып. 98, Оборонгиз, 1958.
4. Мякишев Б. Я., Резонансные свойства прямоугольной гребенки при наклонном облучении, Труды МАИ, вып. 125, Оборонгиз, 1960.
5. Дерюгин Л. Н., Фридман Г. Х., Резонансные кривые двойного резонанса на отражательной решетке, ДАН, т. III, № 6, 1956.

УДК 621.396.679.431 : 538.561

Инж. *А. И. СЕМЕНОВ*

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ПРОДОЛЬНО-ИЗОГНУТОГО ВОЛНОВОДА С ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНОЙ

На излучение электромагнитных волн при продольном изгибе волноводов с поверхностной волной указывалось в работах [1], [2], [3], [4] в связи с исследованием подобных волноводов в качестве фидерных линий. В этих работах было исследовано влияние изгиба волновода на основные характеристики линий передачи электромагнитной энергии, т. е. найдены постоянная затухания, фазовая скорость волны и т. п.

Вопрос об использовании излучения электромагнитных волн изогнутых волноводов для создания антенн теоретически почти не ставился, если не считать нескольких сообщений [3], [5], [6], [7]. Однако имеются сведения о практическом использовании [8] и экспериментальном исследовании изогнутых участков волноводов с поверхностной волной как элементов антенн.

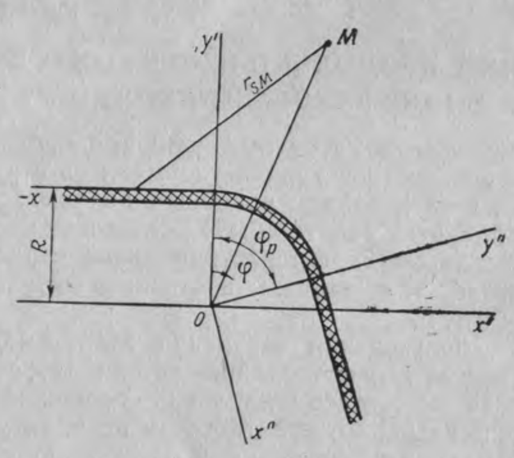
Поэтому теоретическое рассмотрение излучения электромагнитных волн с изогнутых волноводов представляет определенный интерес.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Пусть по плоскоизогнутой (фиг. 1) импедансной структуре бежит поверхностная электромагнитная волна, направление распространения которой совпадает с плоскостью изгиба. Неизогнутые части структуры (волновода) простираются до бесконечности в обе стороны от концов изгиба. По оси z, являющейся осью изгиба, система предполагается также бесконечной.

Строгое определение поля излучения путем решения граничной задачи электродинамики для указанной на фиг. 1 конфигурации границ затруднительно. При приближенном решении, когда известна некоторая скалярная функция, характеризующая электромагнитное поле на поверхности излучающей системы, удобно использовать скалярную формулу Кирхгофа. Предположим, что электромагнитное поле на поверхности волновода определяется бегущей волной по каждой его части (изогнутой и плоской). В действительности же при нарушении однородности волновода вслед-

ствие изгиба бегущая волна будет отражаться от него и, поскольку волновод с поверхностной волной является открытым, появится излучение электромагнитной энергии. Далее предположим, что импедансная структура выполнена в виде тонкого диэлектрического покрытия на идеально проводящей поверхности и несет на себе поверхностную волну типа E. Толщина диэлектрического покрытия является такой, при которой распространение высших типов поверхностных волн невозможно. В качестве функции, характеризующей электромагнитное поле на поверхности волновода, примем магнитную составляющую поля.



Фиг. 1. К постановке задачи.

Магнитную составляющую поля над плоской частью волновода можно записать в виде [9]

$$H_z = A' e^{-hy} e^{j\gamma x}, \tag{1}$$

где x, y — прямоугольные координаты с началом отсчета на импедансной поверхности;

A' — постоянная;

h и γ — волновые числа соответственно по осям y и x, связанные между собой соотношением

$$\gamma^2 - k_0^2 = h^2; \tag{2}$$

k_0 — волновое число свободного пространства.

Магнитная составляющая волны над изогнутой частью волновода H_z характеризуется уравнением [3]

$$H_z = A H_p^{(1)}(k_0 \varrho) e^{jp\varphi}, \tag{3}$$

где ϱ, φ — полярные координаты с началом отсчета в центре кривизны;

p — азимутальная постоянная распространения волны;

$$p = \alpha + j\beta \tag{4}$$

$H_p^{(1)}(k_0 \varrho)$ — функция Ханкеля первого рода p-го порядка от аргумента $k_0 \varrho$.

Вещественная часть азимутальной постоянной распространения равна изменению фазы азимутальной волны на один радиан и связана с фазовой скоростью азимутальной волны $v_ф$ формулой

$$v_ф = \frac{\omega}{\alpha} R, \tag{5}$$

с помощью которой можно записать

$$\nu = \frac{v_{ф0}}{v_ф} = \frac{\alpha}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}\, \omega R} = \frac{\alpha}{k_0 R} \tag{6}$$

или

$$\alpha = k_0 R \nu, \tag{7}$$

где $v_{ф0}$ — скорость электромагнитной волны в свободном пространстве;

ν — замедление азимутальной волны;

R — радиус изгиба наружной поверхности диэлектрического покрытия.

Мнимая часть постоянной распространения P определяет затухание азимутальной волны в *неп/рад*. Будем рассматривать задачу в полярной системе координат.

Формула Кирхгофа для двумерной области получается [10] с помощью формулы Грина и записывается в виде

$$u_M = -\frac{j}{4} \int_L \left\{ u_L \frac{\partial}{\partial n} [H_0^{(1)}(k_0 r_{SM})] - H_0^{(1)}(k_0 r_{SM}) \frac{\partial u_L}{\partial n} \right\} dL, \tag{8}$$

где u — скалярная функция, характеризующая электромагнитное поле волны;

r_{SM} — расстояние между произвольной точкой S контура L и точкой M в области, ограниченной контуром L;

n — внешняя нормаль к области, ограниченной контуром L;

k_0 — волновое число в среде, где расположена точка M.

Индекс M относится к значению функции в точке M, а индекс L — к значению функции на контуре интегрирования.

Для анализа излучения с волновода поместим начало отсчета в центр кривизны его изогнутой части и перепишем уравнение (1) относительно этого начала

$$H_z = A' e^{-h(y'-R)} e^{j\gamma x'}, \tag{9}$$

где x', y' — прямоугольные координаты, начало которых совмещено с центром кривизны.

Свяжем теперь амплитуды полей на плоской и изогнутой частях направляющей границы. Ввиду различной структуры этих полей точно удовлетворить граничным условиям на плоскости $x'=0$ или $\varphi=0$ только с помощью полей (3) и (9) невозможно. Необходимо учитывать на концах изгиба ($\varphi=0$, $\varphi=\varphi_p$) наличие не только падающих и отраженных волн, но также суперпозицию бесконечного числа волн высших типов. В первом приближении влиянием высших типов волн можно пренебречь и предположить, что отражение поверхностной волны от концов изгиба отсутствует. Подобным приближением иногда пользуются при анализе плоских антенн поверхностных волн с малым замедлением [11], при резком обрывании направляющей структуры. При плавном ее изменении (изгиб) такое приближение, очевидно, еще более оправдано.

Учитывая сказанное, свяжем амплитуды полей (3) и (9) только в одной точке. Сравнивая, например, магнитные составляющие H_z из уравнений (3) и (9) при $y'=R$, $x'=0$, $\varrho=R$, $\varphi=0$, получим

$$A'=AH_p^{(1)}(k_0R). \tag{10}$$

Тогда с учетом этого соотношения магнитная составляющая на направляющей границе прямолинейного волновода запишется в виде

$$H_z=AH_p^{(1)}(k_0R)\,e^{-h(y'-R)}\,e^{j\gamma x'}; \tag{11}$$

на изогнутой части волновода слева от изгиба

$$H'_z=AH_p^{(1)}(k_0R)\,e^{jp\varphi}; \tag{12}$$

и, наконец, на другом прямолинейном участке

$$H''_z=AH_p^{(1)}(k_0R)\,e^{j\{p\varphi_p+\gamma[(y''-R)\sin\varphi_p+x''\cos\varphi_p]\}}\times$$
$$\times e^{-h[(y''-R)\cos\varphi_p-x''\sin\varphi_p]}, \tag{13}$$

где x'', y'' — оси координат, повернутые на угол φ_p относительно осей x', y'.

Если окружить нашу систему дугой бесконечно большого радиуса до пересечения в бесконечности с прямолинейными волноводами, то контур интегрирования в формуле Кирхгофа будет проходить по этой дуге, дуге радиуса R и прямолинейным частям волновода. Подставляя в выражение (8) магнитную составляющую в соответствии с уравнениями (11), (12), (13) и учитывая, что интегрирование по бесконечно удаленной дуге даст нуль (в силу условия излучения), получим

$$H_{zM}=-\frac{j}{4}\int\limits_{-\infty}^{0}\left\{H_z\frac{\partial}{\partial n}[H_0^{(1)}(k_0r_{SM})]-H_0^{(1)}(k_0r_{SM})\frac{\partial H_z}{\partial n}\right\}dx'-$$

$$-\frac{j}{4}\int\limits_{0}^{\varphi_p}\left\{H'_z\frac{\partial}{\partial n}[H_0^{(1)}(k_0r_{SM})]-H_0^{(1)}(k_0r_{SM})\frac{\partial H'_z}{\partial n}\right\}R\,d\varphi-$$

$$-\frac{j}{4}\int\limits_{0}^{\infty}\left\{H''_z\frac{\partial}{\partial n}[H_0^{(1)}(k_0r_{SM})]-H_0^{(1)}(k_0r_{SM})\frac{\partial H''_z}{\partial n}\right\}dx'', \tag{14}$$

где $R\,d\varphi$ — элемент длины изогнутого волновода;
φ_p — угловой размер изгиба.

Как видно из формулы (13), амплитуда волны на выходе изгиба в $e^{-\beta\varphi_p}$ раз меньше амплитуды H_z на его входе. Случай, когда $e^{-\beta\varphi_p}\ll 1$, представляет наибольший интерес для антенн, так как при этом излучается почти вся мощность, падающая на изгиб. Этот случай и будем рассматривать в дальнейшем. При этом в формуле (14) третий интеграл можно опустить. Интегрирование оставшихся двух слагаемых будем производить раздельно.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛА ПО ПЛОСКОЙ ЧАСТИ ВОЛНОВОДА

Для удобства вычислений выберем контур интегрирования, как показано на фиг. 2, пунктирной линией. Первый интеграл в (14) запишется в виде

$$G=-\frac{j}{4}\int\limits_{\infty+R}^{R}\left\{H_z(y')\frac{\partial}{\partial n}[H_0^{(1)}(k_0r_{SM})]-H_0^{(1)}(k_0r_{SM})\frac{\partial H_z(y')}{\partial n}\right\}dy', \tag{15}$$

где $H_z(y')$ определяется из формулы (11) при $x'=0$, а интегрирование проводится вдоль оси y'.

Если известна некоторая функция Грина, то формула Кирхгофа и соответственно (15) примет вид

$$G=-\frac{j}{4}\int\limits_{\infty+R}^{R}H_z(y')\frac{\partial v}{\partial n}\,dy', \tag{16}$$

где v — функция Грина.

Для бесконечной плоскости функцию Грина легко найти методом электростатических изображений [12]:

$$v=H_0^{(1)}(k_0r_{SM})-H_0^{(1)}(k_0r_{SM}), \tag{17}$$

где $r_{SM'}$ — расстояние от точки M' (см. фиг. 2) (зеркальное отражение точки M относительно оси Oy').

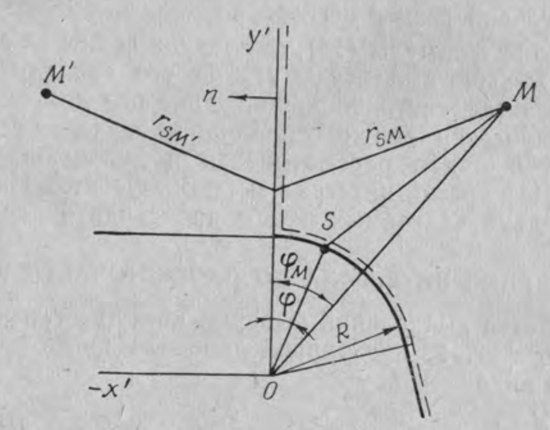
Используя асимптотическое представление для функции Ханкеля, перепишем выражение (17):

$$v=\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\,e^{-j\frac{\pi}{4}}\left[\frac{e^{jk_0r_{SM}}}{\sqrt{r_{SM}}}-\frac{e^{jk_0r_{SM'}}}{\sqrt{r_{SM'}}}\right]. \tag{18}$$

Найдем теперь производную по нормали:

$$\frac{\partial v}{\partial n}=\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\,e^{-j\frac{\pi}{4}}\left\{\frac{\partial}{\partial r_{SM}}\left[\frac{e^{jk_0 r_{SM}}}{\sqrt{r_{SM}}}\right]\cos\left[\widehat{r_{SM}n}\right]-\right.$$

$$\left.-\frac{\partial}{\partial r_{SM'}}\left[\frac{e^{jk_0 r_{SM'}}}{\sqrt{r_{SM'}}}\right]\cos\left[\widehat{r_{SM'}n}\right]\right\}. \qquad (19)$$



Фиг. 2. К выводу формулы для излученного поля.

Для дальней зоны можно написать

$$\frac{\partial}{\partial r_{SM}}\left[\frac{e^{jk_0 r_{SM}}}{\sqrt{r_{SM}}}\right]\approx jk_0\frac{e^{jk_0 r_{SM}}}{\sqrt{r_{SM}}}. \qquad (20)$$

Из фиг. 2 также видно, что

$$r_{SM}\approx r_{SM'}=r \quad \text{и} \quad \cos\left[\widehat{r_{SM'}n}\right]=-\cos\left[\widehat{r_{SM}n}\right].$$

Следовательно,

$$\frac{\partial v}{\partial n}\approx 2jk_0\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\,e^{-j\frac{\pi}{4}}\frac{e^{jk_0 r}}{\sqrt{r}}\cos\left[\widehat{rn}\right], \qquad (21)$$

где

$$r=\sqrt{(\varrho\cos\varphi_M-y_S')^2+\varrho^2\sin\varphi_M}; \qquad (22)$$

ϱ, φ_M — полярные координаты точки наблюдения;
y_S' — координата точки на поверхности интегрирования.

Будем предполагать, как и в [11], что излученное поле создается главным образом участком излучающей апертуры в области $y'\approx R$ протяженностью в несколько длин волн. При этом можно считать, что расстояние ϱ до точки наблюдения много больше «основного» участка излучающей апертуры.

Тогда в выражении (22) можно положить

$$\frac{y_S'}{\varrho}\ll 1$$

и записать приближенно

$$r\approx\varrho-y_S'\cos\varphi_M. \qquad (23)$$

Из этих же предположений следует

$$\cos\left[\widehat{rn}\right]\approx-\cos(90-\varphi_M)=-\sin\varphi_M. \qquad (24)$$

Подставляя в формулу (16) выражение производной (21) с учетом (23), (24), а также магнитную составляющую $H_z(y')$ из (11) при $x'=0$, получим

$$G=A\,\frac{k_0}{2}\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\,e^{-j\frac{\pi}{4}}H_p(k_0R)\times$$

$$\times\frac{e^{jk_0\varrho}}{\sqrt{\varrho}}\sin\varphi_M e^{hR}\int\limits_{\infty+R}^{R}e^{-(h+jk_0\cos\varphi_M)\,y'}dy'. \qquad (25)$$

Производя интегрирование и опуская постоянную A, имеем

$$G=\frac{k_0}{2}\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\,e^{-j\frac{\pi}{4}}H_p(k_0R)\,\frac{e^{jk_0\varrho}}{\sqrt{\varrho}}\,\frac{\sin\varphi_M}{h+jk_0\cos\varphi_M}\,e^{-jk_0R\cos\varphi_M} \qquad (26)$$

или с учетом (2)

$$G=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\,e^{-j\frac{\pi}{4}}H_p^{(1)}(k_0R)\times$$

$$\times\frac{e^{jk_0\varrho}}{\sqrt{\varrho}}\left[\frac{\sqrt{\nu_0^2-1}\sin\varphi_M-j\sin\varphi_M\cos\varphi_M}{\nu_0^2-\sin^2\varphi_M}\right]e^{-jk_0R\cos\varphi_M}, \qquad (27)$$

где $\nu_0=\frac{\gamma}{k_0}$ — замедление поверхностной волны в прямом волноводе.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ С ИЗОГНУТОГО УЧАСТКА

Здесь нам нужно вычислить второй интеграл формулы (14). Подставляя в него вместо H_z' выражение (12), опуская постоянную A и учитывая, что при определении поля на большом расстоя-

нии функцию Ханкеля аргумента $k_0 r$ можно заменить ее асимптотическим приближением, получим

$$G' = -\frac{j}{4}\sqrt{\frac{2}{\pi k_0}}\, e^{j\frac{\pi}{4}} \int_0^{\varphi_p} H_p^{(1)}(k_0 R)\, e^{jp\varphi} \frac{\partial}{\partial n}\left[\frac{e^{jk_0 r}}{\sqrt{r}}\right] - \frac{e^{jk_0 r}}{\sqrt{r}} \frac{\partial}{\partial n}\left[H_p^{(1)}(k_0 R)\, e^{jp\varphi}\right]\Big\} R\, d\varphi. \tag{28}$$

Индексы S и M у величины r_{SM} здесь опущены.

Для вычисления (28) требуются функции Ханкеля больших порядков p и индексов $k_0 R$. Таблицы таких функций отсутствуют. С помощью разложений, данных В. А. Фоком [13], и при условии

$$\frac{1}{60}\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{-\frac{2}{3}} |t|^{\frac{5}{2}} \ll 1,$$

что всегда выполняется при распространении волн по изгибу, эту функцию можно выразить в виде

$$H_p^{(1)}(k_0 R) \approx -\frac{j}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{-\frac{1}{3}} \omega(t), \tag{29}$$

где

$$t = \frac{p - k_0 R}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}} = \frac{k_0 R(\nu - 1)}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}} + j\frac{\beta}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}}.$$

С учетом выражения (29) найдем производную по нормали:

$$\frac{\partial}{\partial n}\left[H_p^{(1)}(k_0 R)\, e^{jp\varphi}\right] \approx - \frac{j}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{-\frac{1}{3}} \omega(t)\, e^{jp\varphi}\left[\frac{1}{3k_0 R} + \frac{1 + \frac{p - k_0 R}{3k_0 R}}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}} \frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}\right], \tag{30}$$

где $\omega(t)$, $\dot{\omega}(t)$ — функция Эйри и ее производная по аргументу t;

$$\frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial R}.$$

При малых замедлениях ν и $k_0 R \gg 1$ всегда выполняется условие

$$\frac{p - k_0 R}{3k_0 R} \ll 1,$$

с помощью которого выражение (30) упрощается:

$$\frac{\partial}{\partial n}\left[H_p^{(1)}(k_0 R)\, e^{jp\varphi}\right] \approx -\frac{j}{\sqrt{\pi}} \times \left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \omega(t)\, e^{jp\varphi}\left[\frac{1}{3k_0 R} + \frac{\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}}\right]. \tag{31}$$

Как видно из фиг. 2, прямоугольные координаты точек S и M будут

$$\left.\begin{aligned} y_S &= R\cos\varphi; \quad y_M = \varrho\cos\varphi_M; \\ x_S &= R\sin\varphi; \quad x_M = \varrho\sin\varphi_M, \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

где ϱ, φ_M — полярные координаты точки M,

R, φ — полярные координаты точки S.

Расстояние r от точки S до точки M можно записать:

$$r = \sqrt{(x_M - x_S)^2 + (y_M - y_S)^2} \approx \varrho - R\cos(\varphi_M - \varphi). \tag{33}$$

Используя теперь выражения (28), (29), (31) и (33), получим

$$G' = \frac{k_0 R}{4\pi}\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{-\frac{1}{3}} \omega(t) \frac{e^{jk_0\varrho}}{\sqrt{\varrho}} \sqrt{\frac{2}{k_0}}\, e^{-j\frac{\pi}{4}} \int_0^{\varphi_p} \left\{\frac{1}{3k_0 R} + \frac{\mathrm{Re}\left[\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}\right]}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}} + j\left[\frac{\mathrm{Im}\left[\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}\right]}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}} + \cos(\varphi_M - \varphi)\right]\right\} e^{-\beta\varphi}\, e^{jk_0 R[\nu\varphi - \cos(\varphi_M - \varphi)]}\, d\varphi. \tag{34}$$

Интеграл типа (34) через элементарные функции не выражается. Опуская постоянный множитель перед интегралом, запишем его в виде

$$Q = \int_0^{\varphi_p} f(\varphi)\, e^{jk_0 R u(\varphi)}\, d\varphi, \tag{35}$$

где

$$\left.\begin{aligned} f(\varphi) &= [a + jb(\varphi)]\, e^{-\beta\varphi}; \\ u(\varphi) &= \nu\varphi - \cos(\varphi_M - \varphi); \\ a &= \frac{1}{3k_0 R} + \frac{\mathrm{Re}\left[\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}\right]}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}}; \\ b(\varphi) &= \frac{\mathrm{Im}\left[\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}\right]}{\left(\frac{k_0 R}{2}\right)^{1/3}} + \cos(\varphi_M - \varphi). \end{aligned}\right\} \tag{36}$$

Многократно интегрируя выражение (35) по частям, получим

$$Q=\frac{e^{jk_0Ru(\varphi)}}{jk_0Ru'(\varphi)}\left[F_0(\varphi)-\frac{F_1(\varphi)}{jk_0R}+\frac{F_2(\varphi)}{(jk_0R)^2}-\frac{F_3(\varphi)}{(jk_0R)^3}+\right.$$

$$\left.+\frac{F_{n-1}(\varphi)}{(jk_0R)^{n-1}}(-1)^{n-1}\right]_0^{\varphi_p}+\frac{(-1)^n}{(jk_0R)^n}\int_0^{\varphi_p}F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}\,d\varphi, \qquad (37)$$

где

$$\left.\begin{aligned} u'(\varphi)&=\nu-\sin(\varphi_M-\varphi);\\ F_n(\varphi)&=\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\frac{F_{n-1}(\varphi)}{u'(\varphi)}\right];\\ F_0(\varphi)&=f(\varphi).\end{aligned}\right\} \qquad (38)$$

Продолжая интегрирование по частям бесконечное число раз, запишем (37) в виде

$$Q=\frac{e^{jk_0Ru(\varphi)}}{jk_0\,Ru'(\varphi)}\sum_{n=0}^{n=\infty}(-1)^n\frac{F_n(\varphi)}{(jk_0R)^n}\Bigg|_0^{\varphi_p}. \qquad (39)$$

Если $u'(\varphi)\geqslant 1$ и при этом параметр $k_0R\gg 1$, то нетрудно видеть, что ряд быстро сходится и для оценки интеграла (35) можно ограничиться одним или несколькими членами. Если же $u'(\varphi)<1$ (что может быть при $\sin(\varphi_M-\varphi_p)\leqslant 1$) ряд (39) может быть расходящимся даже для больших параметров k_0R.

Для оценки интеграла Q предварительно оценим остаток в выражении (37). С помощью формулы интегрирования по частям представим его в виде

$$\int_0^{\varphi_p}F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}\,d\varphi=\frac{F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}}{jk_0Ru'(\varphi)}\Bigg|_0^{\varphi_p}-$$

$$-\frac{1}{jk_0R}\int_0^{\varphi_p}F_{n+1}(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}\,d\varphi. \qquad (40)$$

Продифференцировав равенство (40), имеем

$$F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}=\frac{\partial}{\partial\varphi}\left[\frac{F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}}{jk_0Ru'(\varphi)}\right]_0^{\varphi_p}-$$

$$-\frac{1}{jk_0R}F_{n+1}(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}, \qquad (41)$$

или

$$F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}=F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}+\frac{F_{n+1}(\varphi)}{jk_0R}\,e^{jk_0Ru(\varphi)}-$$

$$-\frac{F_{n+1}(\varphi)}{jk_0R}\,e^{jk_0Ru(\varphi)}. \qquad (42)$$

В нашей задаче угловой размер φ_p изогнутого волновода предполагается произвольным в пределах $0<\varphi\leqslant 2\pi$. Поскольку φ_p имеет тот же геометрический смысл, что и переменная интегрирования φ, для удобства заменили φ_p величиной φ. Формально в тождестве (42) должна быть использована переменная φ_p.

Имея в виду неравенство

$$|F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}|\leqslant\left|F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}+\frac{F_{n+1}(\varphi)}{jk_0R}\,e^{jk_0Ru(\varphi)}\right|$$

и интегрируя его с учетом выражения (41), (40), можно утверждать, что

$$\left|\int_0^{\varphi_p}F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}\,d\varphi\right|\leqslant\left|\frac{F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}}{jk_0R\quad u'(\varphi)}\right|_0^{\varphi_p}. \qquad (43)$$

Используя последнее неравенство и разложение (37), можно получить

$$\left|\int_0^{\varphi_p}f(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}\,d\varphi-S_n(\varphi)\right|\leqslant\left|\frac{F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}}{(jk_0R)^{n+1}\quad u'(\varphi)}\right|_0^{\varphi_p} \qquad (44)$$

или

$$\lim_{k_0R\to\infty}(jk_0R)^n\left|\int_0^{\varphi_p}f(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}d\varphi-S_n(\varphi)\right|\leqslant\lim_{k_0R\to\infty}\times$$

$$\times\left|\frac{F_n(\varphi)\,e^{jk_0Ru(\varphi)}}{jk_0Ru'(\varphi)}\right|\to 0. \qquad (45)$$

Здесь S_n обозначает частную сумму n членов в разложении (37). Ряды или разложения, удовлетворяющие условию типа (45), являются асимптотическими. Они дают приближенные значения разлагаемой функции, достаточно точные даже для малых k_0R и n [14].

Таким образом, когда параметр $k_0R\gg 1$, для вычисления интеграла (35) в ряде (39) можно ограничиться одним или несколькими первыми членами.

Ограничиваясь, например, первым членом ряда (39), имеем

$$=\frac{e^{jk_0R\cos\varphi_M}}{jk_0R}\left\{\frac{\sin\varphi_M-\beta b(0)}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\frac{a}{\nu-\sin\varphi_M}-\frac{b(0)\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}-\right.$$

$$\left.-j\left[\frac{b(0)}{\nu-\sin\varphi_M}-\frac{a\beta}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\frac{a\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}\right]\right\}, \qquad (46)$$

где

$$b(0)=\frac{\operatorname{Im}\left[\frac{\dot{\omega}(t)}{\omega(t)}\right]}{\left(\frac{k_0R}{2}\right)^{1/3}}+\cos\varphi_M.$$

Подставляя формулу (46) в выражение (34), получаем

$$G'=-\frac{j}{4\pi}\left(\frac{k_0R}{2}\right)^{-\frac{1}{3}}\omega(t)\frac{e^{jk_0\varrho}}{\sqrt{\varrho}}\sqrt{\frac{2}{k_0}}e^{-j\frac{\pi}{4}}e^{-jk_0R\cos\varphi_M}\times$$

$$\times\left\{\frac{\sin\varphi_M-\beta b(0)}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\frac{a}{\nu-\sin\varphi_M}-\frac{b(0)\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}-\right.$$

$$\left.-j\left[\frac{b(0)}{\nu-\sin\varphi_M}-\frac{a\beta}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\frac{a\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}\right]\right\}. \quad (47)$$

4. ДИАГРАММА НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕННОГО ПОЛЯ

Складывая выражения (27) и (47) с учетом (29), получим

$$H_{zM}=C\left\{\frac{2\sqrt{\nu_0^2-1}\sin\varphi_M}{\nu_0^2-\sin^2\varphi_M}+\frac{\sin\varphi_M-\beta b(0)}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\right.$$

$$-\frac{b(0)\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}-\frac{a}{\nu-\sin\varphi_M}-j\left[\frac{2\sin\varphi_M\cos\varphi_M}{\nu_0^2-\sin^2\varphi_M}+\frac{b(0)}{\nu-\sin\varphi_M}-\right.$$

$$\left.\left.-\frac{a\beta}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\frac{a\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}\right]\right\}, \quad (48)$$

где

$$C=-\frac{j}{4\pi}\sqrt{\frac{2}{k_0}}e^{-j\frac{\pi}{4}}\left(\frac{k_0R}{2}\right)^{-\frac{1}{3}}\omega(t)\frac{e^{jk_0\varrho}}{\sqrt{\varrho}}e^{-jk_0R\cos\varphi_M}.$$

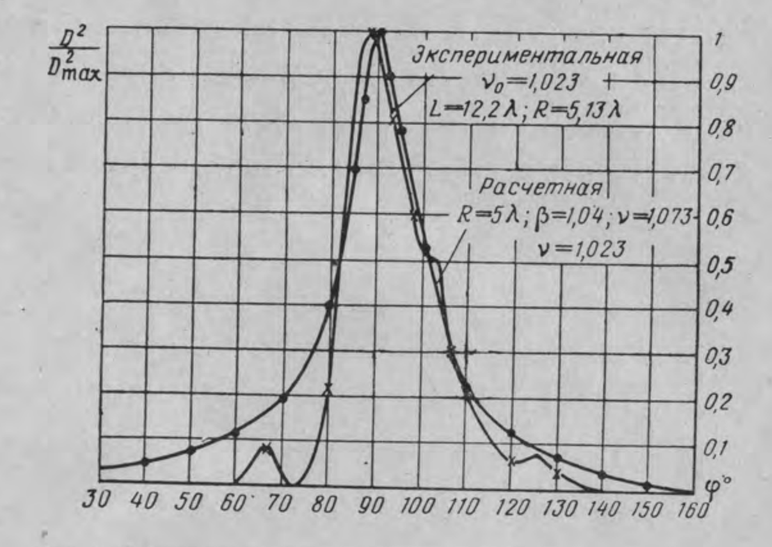
Амплитудная диаграмма направленности излученного поля по мощности будет характеризоваться множителем

$$D^2=\left[\frac{2\sqrt{\nu_0^2-1}\sin\varphi_M}{\nu_0^2-\sin^2\varphi_M}+\frac{\sin\varphi_M-\beta b(0)}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\frac{b(0)\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}-\right.$$

$$\left.-\frac{a}{\nu-\sin\varphi_M}\right]^2+\left[\frac{2\sin\varphi_M\cos\varphi_M}{\nu_0^2-\sin^2\varphi_M}+\frac{b(0)}{\nu-\sin\varphi_M}-\frac{a\beta}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^2}-\right.$$

$$\left.-\frac{a\cos\varphi_M}{k_0R(\nu-\sin\varphi_M)^3}\right]^2. \quad (49)$$

Диаграмма направленности, построенная по формуле (49) для параметров $R=5\lambda$, $\beta=1{,}04$ *неп/рад*, $\nu=1{,}073$, $\nu_0=1{,}023$, показана на фиг. 3. Там же для сравнения приведена экспериментальная



Фиг. 3. Экспериментальная и расчетная диаграммы направленности.

диаграмма, снятая для изгиба с конечной длиной прямого волновода. Экспериментальная антенна имеет параметры:

$$R=5{,}13\lambda,\quad L=12{,}2\lambda,\quad \nu_0=1{,}023,$$

где L — длина прямого участка волновода;
λ — длина волны в свободном пространстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Horuichi K., Surface Wave Propagation over a coated Conductor with Small Cylindrical Curvature in Direction of Travel, Journ. Appl. Phys. 24, 961, 1953.

2. Barlow H. M. and Cullen A. L., Surface waves, Proc. JEE., III, 100, № 68, 1953.

3. Elliott R. S., Azimuthal Surface Waves on Circular Cylinders, Journ. Appl. Phys. 26, Aprile, 1955.

4. Миллер М. А. и Таланов В. И., Поверхностные электромагнитные волны, направляемые границей с малой кривизной, ЖТФ, т. XXVI, № 12, 1956.

5. Barlow H. M., The power radiated by a surface wave circulating around a cylindrical surface, Proc. JEE part. B., v. 106, № 26, 1959.

6. Гринева К. И., Об одном новом методе осуществления антенн поверхностных волн, Известия Высших учебных заведений, «Радиотехника», 1959, № 1.

7. Нейман М. С., О классе антенн поверхностных волн, использующих излучение за счет поперечной кривизны направляющих волноводов, Известия Высших учебных заведений, «Радиотехника», 1960, № 2.

8. Всенаправленные антенны поверхностной волны, Вестник информаций, № 23 (235), изд. «Советское радио», 1956.
9. Фрадин А. З., Антенны сверхвысоких частот, «Советское радио», 1957.
10. Backer B. B. and Copson E. T., Huygens Principle, Cambridge University Press, 1939.
11. Гринева К. И., Диаграммы излучения антенн поверхностных волн, «Радиотехника», 1956, № 12.
12. Тихонов А. М., Самарский А. А., Уравнения математической физики, Гостехтеоретиздат, 1953.
13. Фок В. А., Диффракция радиоволн вокруг земной поверхности, АН СССР, 1946.
14. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, Физматгиз, 1958.

СОДЕРЖАНИЕ

№ 2

Univ

«Ра

зик

194

ног



СКАНИРУЮЩИЕ АНТЕННЫ
СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Издательский редактор *П. Б. Морозова* Техн. ред. *М. С. Владимирова*

Г-14598 Подписано в печать 27/IV 1964 г. Учетно-изд. л. 17,61
Формат бумаги $60\times90^{1}/_{16}$=10,13 бум. л.—20,25 печ. л.
Цена 1 р. 33 к. Тем. план. 1964 № 52 Тираж 2750 экз. Заказ 1870/5474

Московская типография № 26 «Главполиграфпрома»
Государственного комитета Совета Министров СССР по печати
Ул. Чернышевского, 9